

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Навчальний посібник
для студентів денної та заочної форм навчання

КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНІКА

Частина 1

Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол №5 від 24.01.2019 р.) за поданням Вченої ради Факультету електроніки (протокол №12/2018 від 27.12.2018 р.)

КИЇВ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2019

Навчальний посібник «Квантова електроніка». Частина 1. Для студентів факультету електроніки КПІ ім. Ігоря Сікорського усіх форм навчання /Шмирьова Л.М., Бевза О.М., Слободян Н.В. – К.: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019. – 98 с.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол №5 від 24.01.2019 р.) за поданням Вченої ради
Факультету електроніки (протокол №12/2018 від
27.12.2018 р.)*

Навчальне видання

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК
«КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНІКА»
ЧАСТИНА 1

для студентів факультету електроніки КПІ ім. Ігоря Сікорського

Автори: *Людмила Миколаївна Шмирьова – кандидат техн. наук, доцент
Олег Миколайович Бевза – старший викладач
Ніна Вячеславівна Слободян – кандитат техн. наук*

Відповідальний
редактор: *Л.Д. Писаренко, д-р. техн.. наук., проф.*

Рецензент: *Т.Л. Волхова*

КИЇВ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2019

ЗМІСТ

ВСТУП	4
Тема 1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТА ЗАКОНИ ВИПРОМІНЮВАННЯ	5
1.1. Закони класичної теорії випромінювання	5
1.2. Енергетичні рівні квантових систем. Спонтанне та індуковане випромінювання	12
1.3. Характеристики нерівноважних станів квантових систем. Від’ємна температура	18
1.4. Можливість посилення у середовищах з від’ємною температурою. Умова самозбудження квантового генератора	19
1.5. Форма и ширина спектральної лінії	25
Тема 2. КОГЕРЕНТНІСТЬ, ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ І ПОЛЯРИЗАЦІЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	32
2.1. Математичний запис квазімонохроматичного випромінювання	32
2.2. Матриця когерентності	35
2.3. Інтерференція і когерентність	38
2.4. Поляризація випромінювання	42
2.5. Тема для самостійного вивчення	49
Тема 3. ВІДКРИТІ ОПТИЧНІ РЕЗОНАТОРИ ТА ДЗЕРКАЛА	61
3.1. Елементарна теорія відкритого резонатора	61
3.2. Елементи оптичних схем лазерів	69
3.3. Характеристики часового та просторового формування випромінювання	73
3.4. Методи і схеми селекцій мод	77
3.5. Дзеркала	82
3.6. Віддзеркалення і заломлення	83
3.7. Металеві дзеркала	88
3.8. Діелектричні багатошарові дзеркала	88
3.9. Пристрій для розщеплення пучка (світлоділителі)	94
ЛІТЕРАТУРА	97

ВСТУП

Навчальний посібник «Квантова електроніка» призначений для студентів денної та заочної форм навчання факультету електроніки, які вивчають курс «Квантова електроніка».

Зміст і побудова матеріалу відповідає навчальній програмі курсу «Квантова електроніка» і включає 10 тем з розділу «Квантова електроніка»: основні поняття і закони випромінювання, фізичні основи квантової електроніки, типи лазерів (газові, твердотільні, напівпровідникові та ін), резонатори ОКГ.

Зміст посібника заснований на лекціях і додаткових матеріалах, що виносяться для самостійного вивчення курсу. Конкретні приклади тем рекомендовані для лабораторного практикуму (тема 1,2,3,5,6,10). У списку літератури вказані джерела, які з методичної точки зору найбільш цікаві і корисні для спеціального вивчення.

Квантові прилади і лазерна техніка – це сукупність науково обґрунтованих методик розрахунку, технічних рішень і засобів, що дозволяють оптимальним чином створювати схеми і конструкції квантових приладів, заснованих на використанні лазерного випромінювання.

М е т а вивчення дисциплін «Квантова електроніка» та «Лазерна техніка та технологія» – отримати знання в галузі квантової електроніки, тобто вивчити різні фізичні принципи, їх математичний опис та основи проектування різного призначення лазерних приладів та систем.

Задача вивчення дисципліни – навчитися користуватися отриманими знаннями на практиці. Для цього необхідно:

знати основні закони лазерного випромінювання, його властивості; поляризацію, когерентність, інтерференцію, дифракцію; конструкцію і принцип дії квантових приладів, систем та елементів; елементи нелінійної та інтегральної оптики;

вміти проводити інженерні розрахунки основних квантових приладів та пристроїв, використовуючи теорію квантових приладів; проектувати і досліджувати аналоги різних серійних лазерних приладів та пристроїв; захистити оригінальність спроектованих лазерних приладів.

Тема 1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТА ЗАКОНИ ВИПРОМІНЮВАННЯ

1.1. Закони класичної теорії випромінювання

Будь-який вид випромінювання характеризується перенесенням енергії від випромінюючої фізичної системи до поглинаючої. Всі матеріальні тіла, що мають температуру вище абсолютного нуля за шкалою Кельвіна, випромінюють чи поглинають енергію. Отже, всі тіла, з якими доводиться мати справу в житті, безперервно обмінюються енергією. Тому випромінювання, будучи одним з якісних різновидів енергії, є мірою руху матерії – об'єктивної реальності, що існує поза і незалежно від нашої свідомості. Випромінювання як особлива форма матерії має двоїсту природу – володіє хвильовими і корпускулярними властивостями. Частинки речовини при певних умовах можуть перетворюватися у випромінювання, а випромінювання – в частинки речовини. Відзначимо деякі історичні віхи розвитку науки про випромінювання.

Уявлення про світло як про потік частинок вперше ввів великий англійський вчений І. Ньютон (1643-1727). У праці «Оптика, або трактат про відбиття, заломлення, згинання і кольора світла», виданій в 1704 р., він сформулював основи емісійної теорії, яка послужила причиною суперечок багатьох поколінь вчених світу протягом наступних трьох століть. Серед сучасників І. Ньютона, не виключаючи Г. Гюйгенса і Р. Гука, не було фізиків, які настільки ясно представили переваги і користь хвильової теорії. Основні заперечення проти цієї теорії зводилися до неможливості пояснити прямолінійне поширення світла. І. Ньютон вперше також запропонував теорію, що сполучає переваги корпускулярної та хвильової гіпотез про природу світла.

Ці ідеї панували у фізиці більше століття, оскільки їм сприяв непохитний авторитет автора. До ньютонівської спроби об'єднання цих теорій, фізики світу поверталися досить часто, забуваючи часом про першоджерела. Погляди на природу світла змінювалися безперервно аж до нашого часу. Критиками компромісної теорії І. Ньютона були Л. Ейлера, М.В. Ломоносов та багато інших.

Зокрема, І. Гете у своїй праці «Вчення про кольори» (1808 р.) піддав критиці «Оптику» І. Ньютона. У той же час у І. Ньютона були і прихильники. У 1842 р. М.І. Лобачевський спробував так обґрунтувати компромісну теорію І. Ньютона: «Потік ефіру, зустрічаючи перешкоди на шляху, приходить в хвилювання подібно повітрю, яке, зустрічаючи перешкоду, також хвилюється, поділяється на два потоки з порожнечою між ними...». «Ефір» М.І. Лобачевського дуже схожий на «ефір» Д. І. Менделєєва, який навіть вказував місце його в періодичній системі хімічних елементів і називав «ньютонієм».

Періодичність процесу поширення променистої енергії у часі і просторі пояснює такі властивості, як інтерференція, дифракція та поляризація. Науковою основою пояснення цих явищ послужили фундаментальні дослідження голландського вченого Г. Гюйгенса (1629-1695), англійського фізика Т. Юнга (1775-1829) і французького фізика О. Френеля (1788-1827).

Іншим великим генієм науки, який пізнав сутність природи випромінювання, став Д. Максвелл (1831-1879). Його феноменологічні рівняння об'єднують електричні і магнітні поля. Ці поля пов'язані одне з одним так, що досить одному з них виникнути або змінити свою напруженість, як одразу ж виникає інше поле, і навіть саме слабе збудження електромагнітної хвилі, описуваної хвильовими функціями $E(q,t)$, $H(q,f)$, пройде через весь простір в нескінченність. З цих рівнянь випливає, що фазова швидкість поширення хвилі в оптично прозорому середовищі тотожна швидкості світла. Так була відкрита електромагнітна природа випромінювання.

Перехід від якісних міркувань до кількісних оцінок реального стану випромінювання здійснюється за допомогою введення цілої низки законів, понять та характеристик. Найважливішим з них є поняття спектра випромінювання — набору монохроматичних хвиль, які складають електромагнітне поле. Всі випромінювання, які зустрічаються в природі, ділять на *складні* і *квазімонохроматичні* (майже монохроматичні), причому складні складаються з квазімонохроматичних випромінювань і мають *суцільні*, *секторні* та *смугасті* спектри. Суцільні спектри характерні для теплового випромінювання та

люмінесценції рідких і твердих тел. Лінійчасті спектри мають місце при випусценні або поглинанні випромінювання газами або парами металів. Смугасті спектри виходять при обертальному і коливальному рухах молекул.

В теоретичних розрахунках і фізичних експериментах випромінювання прийнято характеризувати довжиною хвилі λ або частотою ν . Символом $P_\lambda = \Delta E / \Delta \lambda$ позначається *спектральна щільність* енергії випромінювання в інтервалі довжин хвиль $(\lambda, \lambda + \Delta \lambda)$. Символ $p_\nu = \Delta E / \Delta \nu$ характеризує спектральну щільність енергії випромінювання в інтервалі частот $(\nu, \nu + \Delta \nu)$, тобто відношення середнього значення енергії електромагнітного випромінювання, що припадає на одиничний спектральний інтервал, до ширини цього інтервалу. Інтервали довжин хвиль і частот еквівалентно описують одну і ту ж область спектру, так як добуток довжини хвилі на частоту дорівнює швидкості світла c , тобто $\lambda \nu = c$. З цієї рівності випливає $\Delta \lambda / \lambda = \Delta \nu / \nu$, $\nu [\text{Å}^{-1}] = \frac{3 \cdot 10^{14}}{\lambda [\text{Å}]}$.

Забігаючи трохи наперед, відзначимо, нас будуть цікавити спектри, зображені на площині, на якій по одній з осей вказані довжина хвилі λ , частота ν або енергія E , по іншій осі — фізична величина у відносних одиницях.

Експериментальні дослідження Г. Герца (1857-1894) підтвердили теорію Д. Максвелла. Однак на початку XX ст. класична електромагнітна теорія випромінювання зустріла труднощі при поясненні закону розподілу енергії по спектру випромінювання абсолютно чорного тіла. Відповідно до цієї теорії, при зменшенні довжини хвилі повинна зростати спектральна інтенсивність випромінювання, що не відповідає дійсності. Ця суперечність між теорією і реальним законом природи було названо «ультрафіолетовою катастрофою». Для пояснення цього протиріччя німецький фізик М. Планк (1858-1947) припустив, що природа випромінювання пов'язана з атомними і молекулярними процесами в речовинах у всіх їх агрегатних станах. Джерелами випромінювання є атоми і молекули. Далі він вважав, що енергія цих елементарних випромінювачів (гармонічних осциляторів) може бути змінена тільки стрибками, кратними деякому значенню $h\nu$, постійному для даної частоти випромінювання. Цю найменшу дозу

енергії елементарного випромінювача М. Планк назвав *квантом енергії* і визначив $E = h\nu$.

Для опису результатів дослідів М. Планк вивів формулу для розподілу енергії випромінювання в спектрі абсолютно чорного тіла

$$p_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp[h\nu / (kT)] - 1}, \quad (1.1)$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж \cdot Гц $^{-1}$ — постійна Планка; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж \cdot К $^{-1}$ — постійна Больцмана; $c = 2,9979 \cdot 10^{10}$ см \cdot с $^{-1}$ — швидкість світла; T — абсолютна температура, К.

А. Ейнштейн у 1905 р., використовуючи накопичені до того часу експериментальні дані і результати теоретичних досліджень М. Планка, сформулював фотонну теорію, в якій випромінювання розглядається як потік частинок з енергією $h\nu$, названих *фотонами*, які випромінюються і поглинаються речовиною дискретно. Фотони, енергія яких однозначно визначається частотою випромінювання, а отже, і довжиною хвилі, характеризуються імпульсом p (кількістю руху). Якщо енергія фотона $E = h\nu$, то імпульс

$$p = E/c = h\nu/c = h/\lambda. \quad (1.2)$$

Звідси довжина хвилі де Бройля $\lambda = h/p$.

Таким чином, *фотон* — це найменша порція (квант) енергії випромінювання певної частоти, що володіє подвійною природою і має одночасно корпускулярні і хвильові характеристики.

Наявність у фотонів імпульсу і енергії дозволяє умовно розглядати випромінювання як деякий фотонний газ, в якому при актах випромінювання і поглинання фотони безперервно створюються і зникають. Л. де Бройль в 1924 р. поширив це співвідношення хвильового процесу на будь-які рухомі частинки матерії. Утворюється суцільний спектр електромагнітних випромінювань, що поширюється від γ - променів з найменшою довжиною хвилі 10^{-7} мкм, що виникають при розпаді радіоактивних елементів, до випромінювань генераторів змінного струму промислової частоти з довжиною хвилі 6000 км. Він охоплює область оптичного спектру, що включає ультрафіолетову частину з довжинами

хвиль λ від 0,01 до 0,4 мкм, видиму — з λ від 0,4 до 0,75 мкм, інфрачервону — з λ від 0,75 мкм до 1 мм.

Р. Кірхгоф (1824-1887) встановив один з основних законів теплового випромінювання:

$$p_{v1} / \alpha_1 = p_{v2} / \alpha_2 = \dots = p_{vn} / \alpha_n = p_{vs}, \quad (1.3)$$

де p_{vs} — спектральна щільність енергії випромінювання абсолютно чорного тіла, яке здатне поглинути все падаюче на нього випромінювання; α_n — коефіцієнт поглинання n -го тіла.

Згідно з (1.3) відношення густин енергії випромінювання p_{vt} тіл з однаковою температурою дорівнює відношенню коефіцієнтів поглинання α_i цих тел. Закон Кірхгофа характеризує сталість відношення спектральних густин енергії випромінювання до спектральних коефіцієнтів поглинання будь-яких макросистем, що мають однакову температуру. У загальному випадку частина випромінювання, що падає на поверхню будь-якої фізичної системи, відіб'ється, частина поглинеться, а решта пройде крізь систему. Очевидно, при цьому зміниться розподіл енергії випромінювання в просторі і по спектру. Умовно називають відношенням потужностей відбитого P_r , поглиненого P_a і пройденого крізь P_t випромінювання до всієї падаючої на фізичну систему енергії випромінювання P коефіцієнтами відбиття $r(\lambda)$, поглинання $\alpha(\lambda)$ і пропускання $t(\lambda)$ відповідно. Спектральні коефіцієнти $r(\lambda) = P_r / P$, $\alpha(\lambda) = P_a / P$, $t(\lambda) = P_t / P$ визначають оптичні властивості фізичної системи, причому

$$r(\lambda) + \alpha(\lambda) + t(\lambda) = 1.$$

Сила випромінювання $I = dP / d\Omega$ являє собою відношення потоку випромінювання до одиниці тілесного кута $d\Omega$ в напрямку, що складає кут θ з нормаллю до поверхні елементарного випромінювача. У відповідності з законом німецького математика і фізика І. Ламберта (1728— 1777)

$$I_\theta = I_0 \cos \theta, \quad (1.4)$$

де I_0 — сила випромінювання в напрямку, нормальному до поверхні плоского рівнояскравого випромінювача.

Якщо формулу Планка (1.1) записати у вигляді

$$p(\lambda T) = \frac{c_1 T^3}{c_2^5} \frac{x^5}{e^x - 1}, \quad (1.5)$$

де $x = c_2 / (\lambda T)$; $c_1 = 2\pi h c^2$; $c_2 = hc / k$ то, інтегруючи залежність (1.5), отримуємо спектральну щільність енергії випромінювання абсолютно чорного тіла

$$p_{\lambda s} = \int_0^{\infty} p(\lambda T) d\lambda = 2,21 \frac{c_1}{c_2} T^4,$$

$$\text{де } d\lambda = -\frac{c_2}{T x^2} dx.$$

Отже, спектральна щільність енергії випромінювання пропорційна четвертому ступеню температури абсолютно чорного тіла [закон І. Стефана (1835-1893) — Л. Больцмана (1844-1906)]:

$$p_{\lambda s} = \sigma T^4, \quad (1.6)$$

де $\sigma = 2,21 c_1 / c_2 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ — постійна Стефана — Больцмана.

Знайшовши екстремум функції $p_{\lambda s}$ отримаємо закон зміщення В. Вина (1864—1928):

$$\lambda_{\max} = 2898 / T \text{ [мкм]}$$

де λ_{\max} — довжина хвилі, що відповідає максимуму спектральної густини енергії випромінювання абсолютно чорного тіла при даній температурі.

Аналіз наведених рівнянь показує, що при підвищенні температури випромінюючого тіла відбувається інтенсивне, пропорційно четвертого ступеня температури, збільшення потужності випромінювання. При цьому максимум спектральної характеристики зміщується в область коротких довжин хвиль, так як збільшується енергія поступального, коливального й обертового рухів мікрочастинок фізичної системи, в результаті чого зростають потік випромінювання і середнє значення кванта випромінювання. Обертання молекул навколо своєї осі створює довгохвильові випромінювання в дальній області інфрачервоного спектру. Коливання ядер молекул, що визначають більш високу

температуру випромінюючого тіла, створюють короткохвильові, довгохвильові інфрачервоні і видимі випромінювання.

Частоти спектрів випромінювання молекул утворюють ряд дискретних значень. Отже, енергія обертального і коливального рухів молекул і енергія системи станів електронів квантуються (рис. 1.1, а):

$$E_{\text{мол}} = h\nu_{\text{мол}} = \Delta\varepsilon_{\text{вращ}} + \Delta\varepsilon_{\text{кол}} + \Delta\varepsilon_{\text{ел}} \quad (1.7)$$

Зазвичай різниця між обертальними рівнями становить $\Delta\varepsilon_{\text{вращ}} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$ еВ, що відповідає $\nu_{\text{вращ}} \sim 10^{11} \dots 10^{12}$ Гц (інфрачервоний і міліметровий діапазон довжин хвиль); різниця між коливальними рівнями $\Delta\varepsilon_{\text{кол}} = 10^{-2} \dots 1$ еВ, що відповідає частотам $\nu_{\text{кол}} = 10^{12} \dots 10^{14}$ Гц, а різниця між електронними рівнями $\Delta\varepsilon_{\text{ел}} = 1 \dots 10$ еВ і частоти $\nu = 10^{14} \dots 10^{15}$ Гц, що відповідає видимому і ультрафіолетовому діапазонам довжин хвиль.

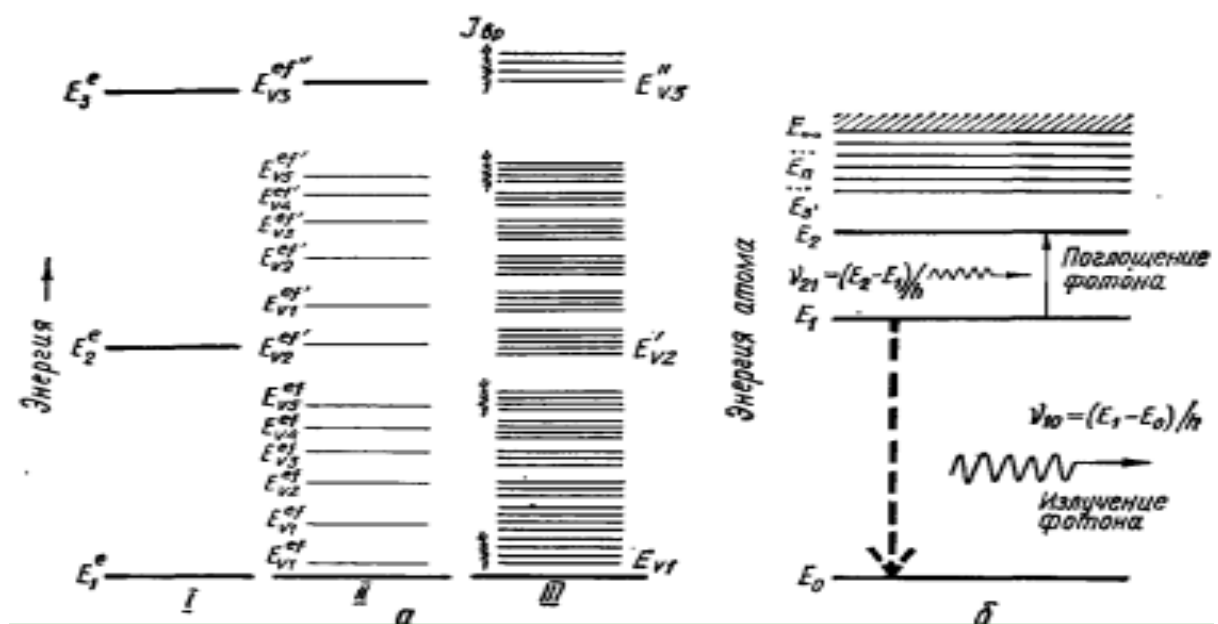


Рис. 1.1. Приклад енергетичного спектру двохатомної молекули (а) і схема енергетичного спектра атома водню (б):

I - електронні, *II* — електронно-коливальні, *III* — електронно-коливально-обертальні рівні; E_0 — рівень з найменшою енергією — основний, інші рівні $E_1, E_2, \dots, E_\infty$ — збуджені.

Теорія і експерименти показують, що обертальна енергія молекул набагато менше коливальної, а та, в свою чергу, менше енергії електронів.

Видимий і ультрафіолетовий спектри випромінювання утворюються в результаті збудження квантових систем (іонів, атомів, електронів і т. д.), що підкорюються квантовим законам, характерним для мікросвіту. Так як фізична система в кінцевому рахунку має атомну будову, то рівні енергетичного спектру визначаються в основному енергією електронів, що входять в атом.

1.2. Енергетичні рівні квантових систем. Спонтанне та індуковане випромінювання

У класичній електроніці (електронні лампи, клістри, магнетрони) посилення та генерація електромагнітних хвиль відбуваються за рахунок кінетичної енергії електронів. У квантовій електроніці посилення і генерація електромагнітних хвиль відбувається за рахунок зміни внутрішньої енергії атомів, молекул, іонів і т. д.

З квантової механіки відомо, що внутрішня енергія частинок квантована, тобто може приймати ряд певних дискретних значень, які називаються енергетичними рівнями. Найнижчий енергетичний рівень, називається основним. Інші енергетичні рівні відповідають більш високій внутрішній енергії частки і носять назву збуджених.

Коли говорять, що частка перейшла з одного енергетичного рівня на інший, то мають на увазі, що внутрішня енергія частинки змінилася на величину, що дорівнює різниці енергій цих енергетичних рівнів. При переході на більш високий енергетичний рівень частинка поглинає енергію, а при переході на більш низький – віддає.

Ці переходи можуть бути як випромінювальними, тобто переходами з випромінюванням або поглинанням електромагнітного випромінювання, так і безвипромінювальними. Розглянемо в першу чергу взаємодію електромагнітного поля з частинками (речовиною). Тут квантова електроніка оперує двома

фундаментальними фізичними поняттями — спонтанного та індукованого випромінювання.

Уявімо собі частинку з двома енергетичними станами (рівнями) m і n , відповідними значеннями внутрішньої енергії W_m і W_n . Нехай для визначеності $W_m > W_n$ (тобто енергетичний рівень з номером m лежить вище, ніж енергетичний рівень з номером n). Якщо частка займає більш високий енергетичний рівень (m), то вона може навіть при відсутності зовнішнього електромагнітного поля перейти на більш низький енергетичний рівень (n), випромінюючи квант енергії $h\nu = W_m - W_n$. Таке випромінювання носить назву спонтанного (мимовільного) випромінювання. При спонтанному переході різні частинки випромінюють одночасно і незалежно, тому фази випромінюваних ними фотонів не пов'язані між собою. Більше того, напрям поширення випромінюваного фотона і його поляризація (напрямок вектора електричного поля в електромагнітній хвилі) теж носять випадковий характер, а частота ν коливається в певних межах, що визначаються співвідношенням невизначеності. Таким чином, спонтанне випромінювання ненаправлене, неполяризоване і немонохроматичне.

Існування спонтанного випромінювання добре пояснюється на основі як класичних, так і квантових уявлень. З точки зору класичної електродинаміки електрон в атомі при русі по круговій орбіті навколо ядра випромінює енергію у вигляді електромагнітної хвилі. Це і є спонтанне випромінювання. При цьому сам електрон гальмується, втрачає енергію. З точки зору квантової електродинаміки спонтанне випромінювання — це випускання кванта поля частинкою з переходом з більш високого рівня на більш низький під впливом нульових флуктуацій поля.

У зовнішньому електромагнітному полі перехід частинок з верхнього енергетичного рівня на нижній відбувається швидше, ніж при відсутності поля. Тобто електромагнітне поле здатне збільшити ймовірність випромінювання кванта енергії частинкою. Це додаткове випромінювання під дією електромагнітного поля носить назву індукованого (вимушеного) випромінювання.

Індуковане випромінювання має важливу властивість: частота, поляризація і напрямок поширення кванта поля, випроміненого індукованим чином, збігаються з цими ж характеристиками квантів зовнішнього електромагнітного поля.

Крім спонтанного та індукованого випромінювання, в системі частинок у зовнішньому електромагнітному полі може відбуватися також резонансне поглинання. Частка, що знаходиться на нижньому з розглянутих енергетичних рівнів (n), під дією електромагнітного поля може перейти на більш високий енергетичний рівень (m), поглинувши квант енергії $h\nu = W_m - W_n$. У цьому випадку говорять про *резонансне поглинання* або просто про поглинання.

Поняття спонтанного та індукованого випромінювання вперше ввів у фізику Ейнштейн. Він же використовував для встановлення закономірностей спонтанного та індукованого випромінювання термодинамічний підхід.

Розглянемо не одну, а багато частинок в електромагнітному полі. Введемо спектральну щільність енергії електромагнітного поля ρ_ν .

Повна густина енергії електромагнітного поля ρ визначиться через ρ_ν наступним чином:

$$\rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu.$$

В системі з багатьох частинок можуть відбуватися всі три процеси: спонтанне випромінювання, індуковане випромінювання і поглинання.

Позначимо через dw_{mn}^{ch} ймовірність спонтанного переходу частинки з рівня m на рівень n з випромінюванням кванта енергії $h\nu = W_m - W_n$ за інтервал часу dt . Ейнштейн припустив, що цю ймовірність можна записати у вигляді:

$$dw_{mn}^{ch} = A_{mn}dt, \quad (1.8)$$

де коефіцієнт A_{mn} не залежить від часу та спектральної щільності енергії електромагнітного поля.

Частинка може перейти за той самий інтервал часу dt з рівня m на рівень n з випромінюванням кванта енергії $h\nu = W_m - W_n$ і в результаті індукованого переходу. Ейнштейн постулював, що ймовірність цієї події dW_{mn} пропорційна спектральній густині енергії електромагнітного поля:

$$dW_{mn} = B_{mn}\rho_\nu dt \quad (1.9)$$

Коефіцієнт B_{mn} , так само як і коефіцієнт A_{mn} не залежить від часу та спектральної щільності енергії електромагнітного поля.

Нарешті, частка з рівня n може поглинути квант енергії електромагнітного поля $h\nu = W_m - W_n$ і перейти на більш високий рівень m за інтервал часу dt . Ймовірність поглинання в одиницю часу позначимо через dW_{nm} . Тоді:

$$dW_{nm} = B_{nm}\rho_\nu dt \quad , \quad (1.10)$$

де коефіцієнт B_{nm} знову-таки не залежить від часу та спектральної щільності енергії електромагнітного поля. Ймовірність поглинання в одиницю часу позначимо через dW_{nm} . Тоді:

$$W_{nm} = B_{nm}\rho_\nu.$$

Необхідно розглянути зв'язок між коефіцієнтами, A_{mn} , B_{mn} і B_{nm} — коефіцієнтами Ейнштейна.

Ейнштейн розглянув набір частинок, що знаходяться в порожнині в тепловій рівновазі з оточуючими їх стінками порожнини при температурі T . Теплова рівновага означає, що частинки випромінюють таке ж число квантів енергії, як і поглинають. Дамо кількісне формулювання цього положення.

Нехай N_m — число частинок на рівні m в 1 см^3 речовини, N_n — число частинок на рівні n в 1 см^3 речовини.

Для невиродженої квантової системи величини N_n і N_m носять назву населеностей енергетичних рівнів n і m . V — об'єм порожнини, заповненої частинками. Число випромінених квантів енергії в результаті спонтанних переходів (з рівня m) дорівнює:

$$N_m V dw_{mn}^{ch} = N_m V A_{mn} dt \quad (1.11)$$

Число випромінених (при переході з рівня m) квантів енергії за рахунок індукованих переходів становить за цей же інтервал часу:

$$N_m V dW_{mn} = N_m V B_{mn} \rho_\nu dt \quad (1.12)$$

Число квантів поля, поглинутих частинками з рівня n , дорівнює:

$$N_n V dW_{nm} = N_n V B_{nm} \rho_\nu dt \quad (1.13)$$

Прирівняємо число квантів поля, які випромінюються системою частинок в результаті спонтанного та індукованого випромінювання (1.11 та 1.12), до числа квантів поля, поглинених системою. Після скорочення на Vdt отримаємо:

$$N_m(A_{mn} + B_{mn}\rho_\nu) = N_n B_{nm}\rho_\nu \quad (1.14)$$

Відомо, що при тепловій рівновазі розподіл часток за рівнями підпорядковується розподілу Больцмана. Інакше кажучи, число частинок на рівні з номером i у 1 см^3 речовини дорівнює:

$$N_i = \frac{N}{\Sigma} \tilde{g}_i \exp\left(-\frac{W_i}{kT}\right) \quad (1.15)$$

Тут N — повне число частинок на всіх енергетичних рівнях в 1 см^3 речовини. Σ — статистична сума $\Sigma = \sum_i \tilde{g}_i \exp\left(-\frac{W_i}{kT}\right)$, \tilde{g}_i - статистична вага рівня. Для простоти в подальшому викладі приймемо, що розглянута система невинроджена ($\tilde{g}_i = 1$).

Тоді з (1.15) випливає, що число частинок на рівні m в 1 см^3 речовини (населеність рівня m) дорівнює $N_m = \frac{N}{\Sigma} \exp\left(-\frac{W_m}{kT}\right)$. Число частинок на рівні n в 1 см^3 речовини (населеність рівня n) $N_n = \frac{N}{\Sigma} \exp\left(-\frac{W_n}{kT}\right)$. Підставляючи ці вирази в (1.14), отримуємо:

$$(A_{mn} + B_{mn}\rho_\nu) \exp\left(-\frac{W_m}{kT}\right) = B_{nm}\rho_\nu \exp\left(-\frac{W_n}{kT}\right) \quad (1.16)$$

При $T \rightarrow \infty$ спектральна щільність енергії випромінювання ρ_ν необмежено зростає і, отже, при досить високих температурах $B_{nm}\rho_\nu \gg A_{mn}$.

З іншого боку, обидва експоненціальних множника при $T \rightarrow \infty$ прагнуть до одиниці. Тому при $T \rightarrow \infty$ рівність (1.16) переходить у наступне:

$$B_{mn}\rho_\nu = B_{nm}\rho_\nu$$

Звідси виходить перше співвідношення між коефіцієнтами Ейнштейна:

$$B_{mn} = B_{nm} \quad (1.17)$$

Підставивши (1.17) в рівність (1.16), отримаємо, що:

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn}}{B_{mn}} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{W_m - W_n}{kT}\right) - 1}$$

З урахуванням того, що $W_m - W_n = h\nu$, будемо мати:

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn}}{B_{mn}} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (1.18)$$

Тепер визначимо відношення $\frac{A_{mn}}{B_{mn}}$. Очевидно, що при малих частотах, тобто коли $h\nu \ll kT$, спектральна щільність енергії випромінювання повинна визначатися формулою Реллея — Джинса:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi V^2}{c^3} kT \quad (1.19)$$

З іншого боку, якщо $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$, то у виразі (1.18) можна розкласти експоненту в ряд, обмежившись першим після одиниці членом розкладання. Тоді

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn} kT}{B_{mn} h\nu}.$$

Порівнюючи цю формулу з формулою Реллея — Джинса, бачимо, що:

$$\frac{A_{mn}}{B_{mn}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (1.20)$$

Це друге співвідношення між коефіцієнтами Ейнштейна. Важливо підкреслити, що співвідношення (1.17) і (1.20) є загальними і не залежать від вибору речовин.

Підставляючи рівняння (1.20) в формулу (1.18), приходимо до формули Планка:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi V^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (1.21)$$

Коефіцієнт $\frac{8\pi V^2}{c^3}$ — це число осциляторів (типів коливань) в одиничному об'ємі і в одиничному інтервалі частоти для вільного простору. Тому середня енергія в одному типі коливань дорівнює:

$$W_{cp}^{(1)} = \frac{\rho_\nu}{\frac{8\pi V^2}{c^3}} = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (1.22)$$

1.3. Характеристики нерівноважних станів квантових систем.

Від'ємна температура

Отже, при виведенні співвідношень між коефіцієнтами Ейнштейна ми виходили з квантової системи, що складається з 2-х енергетичних рівнів та знаходиться в стані теплової рівноваги, або в рівноважному стані. Але квантові системи в рівноважному стані непридатні для створення підсилювачів і генераторів. Для цього необхідно привести їх у *нерівноважний* стан.

Найважливішою характеристикою нерівноважного стану є від'ємна температура. Це одне з фундаментальних понять квантової електроніки, яке може бути введено в рамках системи двох енергетичних рівнів.

Співвідношення насиченостей 2-х рівнів m і n при абсолютній позитивній температурі T виразиться формулою:

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp\left(-\frac{W_m - W_n}{kT}\right). \quad (1.23)$$

З (1.23) температура визначається як:

$$T = \frac{W_m - W_n}{k \ln\left(\frac{N_n}{N_m}\right)} \quad (1.24)$$

Чисельник у цій формулі позитивний. В залежності від співвідношення $\frac{N_n}{N_m}$ температура буде змінюватися. При $\frac{N_n}{N_m} > 1$, температура позитивна ($T > 0$), тобто в стані термодинамічної рівноваги населеність більш високого енергетичного рівня завжди менше, чим більш низького.

Якщо $\frac{N_n}{N_m} = 1$, знаменник дорівнює нулю і виходить нескінченна абсолютна позитивна температура ($T = +\infty$). Число часток при $T = +\infty$ на обох рівнях рівне.

Якщо $\frac{N_n}{N_m} < 1$, то $T < 0$. У цьому випадку верхній рівень заселений більше нижнього, і чим більше по абсолютній величині температура, тим більше частинок на верхньому рівні порівняно з нижнім. При негативному нулі ($T = -0$) всі частинки розташовані на верхньому рівні, а нижній рівень порожній.

Тому термін інверсна населеність позначає населеність рівнів порівняно з термодинамічною рівновагою ($T > 0$), коли верхній рівень заселений менше нижнього.

Терміни «негативна температура» і «інверсна населеність» еквівалентні та виражають один і той же зміст: населеність верхнього з двох розглянутих рівнів більше, ніж нижнього.

Підкреслимо деякі особливості негативних температур. По-перше, стани з від'ємною температурою, мають більш високу енергію, ніж стану з позитивною температурою. По-друге, негативну температуру можна отримати лише для кінцевого числа енергетичних рівнів. Це пов'язано з тим, що для створення негативної температури між парою рівнів необхідно затратити кінцеву енергію. Якщо число рівнів нескінчене, то необхідна і нескінченна енергія для створення між ними від'ємної температури.

1.4. Можливість посилення у середовищах з від'ємною температурою.

Умова самозбудження квантового генератора

Зазвичай при невеликих спектральних густинах електромагнітного поля потужність індукованого випромінювання значно перевищує потужність спонтанного випромінювання. Тому для простоти спонтанне випромінювання не будемо враховувати.

Ми розглянули питання, коли система перебувала в тепловій рівновазі. При цьому індуковане випромінювання рівне поглинанню системи.

З'ясуємо, чи можливо, щоб індуковане випромінювання системи частинок перевищувало поглинання, тобто середовище посилювало електромагнітне випромінювання, що проходить через нього?

Для того, щоб середовище посилювало випромінювання, число випромінених в ній квантів поля в результаті індукованих переходів повинно перевищувати число поглинутих квантів. Число квантів, які випромінюються частинками з верхнього рівня в результаті індукованих переходів, визначається формулою:

$$N_m V dW_{mn} = N_m V B_{mn} \rho_\nu dt \quad (1.25)$$

Число поглинутих квантів поля визначається за формулою:

$$N_n V dW_{nm} = N_n V B_{nm} \rho_\nu dt$$

Скоротимо на $\rho_\nu V dt$. Врахуємо, що для коефіцієнтів Ейнштейна справедлива рівність:

$$B_{mn} = B_{nm}$$

Одержуємо умову, необхідну для посилення випромінювання:

$$N_m > N_n$$

Ця умова означає, що між рівнями m і n створена інверсія населеностей, або рівні m і n характеризуються негативною температурою.

Середовище, речовина, в якій створена інверсія населеності, називається активним середовищем.

Наведемо деякі формули та визначення. Ми припускаємо, що статистичні ваги розглянутих рівнів дорівнюють одиниці. Якщо ж статистична вага рівня m дорівнює \widetilde{g}_m , а статистична вага рівня n — \widetilde{g}_n , то співвідношення між коефіцієнтами Ейнштейна набудуть вигляду:

$$\widetilde{g}_m B_{mn} = \widetilde{g}_n B_{nm}; \quad (1.26)$$

$$\frac{\widetilde{g}_m A_{mn}}{\widetilde{g}_n B_{nm}} = \frac{8\pi h V^3}{c^3}; \quad (1.27)$$

$$T = \frac{W_m - W_n}{k \ln\left(\frac{N_n \cdot \widetilde{g}_m}{\widetilde{g}_n N_m}\right)}. \quad (1.28)$$

Для посилення в середовищі необхідно в загальному випадку, щоб виконувалась нерівність:

$$\frac{N_m}{\widetilde{g}_m} > \frac{N_n}{\widetilde{g}_n}. \quad (1.29)$$

Виведення цих формул проводиться так само, як і виведення відповідних формул для невироджених рівнів.

При наявності виродження змінюється і визначення населеності енергетичного рівня.

Населеністю зазвичай називають число частинок на даному енергетичному рівні в 1 см^3 речовини, поділене на статистичну вагу рівня.

Ми користувалися поняттям спектральної густини енергії випромінювання ρ_ν . Іноді зручніше користуватися величиною $\tilde{I}(\nu) = \frac{c\rho_\nu}{h\nu}$ - інтенсивністю випромінювання, тобто числом квантів в інтервалі частот від ν до $\nu+d\nu$, що проходять через одиничну площадку за одиницю часу. Інтенсивність випромінювання:

$$\tilde{I} = \int \tilde{I}(\nu) d\nu$$

Нехай майже монохроматична електромагнітна хвиля інтенсивності \tilde{I} поширюється в активному середовищі вздовж деякого напрямку z . Зміна інтенсивності хвилі в активному середовищі описується рівнянням:

$$d\tilde{I} = G\tilde{I}dz,$$

де величина G називається коефіцієнтом квантового підсилення активного середовища і є кількісною характеристикою властивостей активного середовища.

Виразимо коефіцієнт квантового підсилення G через інверсну населеність рівнів середовища і «поперечний переріз» індукованого випромінювання. Поняття «поперечний переріз» для процесів індукованого випромінювання і поглинання часто використовується у квантовій електроніці.

Воно позначається $\sigma(\nu)$ з відповідними індексами, тобто в прийнятій нами системі двох рівнів m і n - $\sigma_{mn}(\nu)$ — переріз індукованого випромінювання, а $\sigma_{nm}(\nu)$ — переріз індукованого поглинання.

Виразимо ймовірність індукованого переходу dW_{mn} через $\sigma(\nu)$ та інтенсивність випромінювання $\tilde{I}(\nu)$. Зв'язок між ймовірністю і перетином індукованого переходу має вигляд:

$$dW_{mn} = \sigma_{mn}(\nu)\tilde{I}(\nu)d\nu \quad (1.30)$$

Коефіцієнт квантового підсилення $G(\nu)$ виражається через перетин індукованого випромінювання і населеності рівнів середовища наступним чином:

$$G(\nu) = \sigma_{mn}(\nu)(N_m - N_n)$$

N_m і N_n - число частинок в одиниці об'єму, тобто мають розмірність довжини в степені мінус три ($1/\text{м}^3$). Перетин має розмірність площі, отже, коефіцієнт підсилення має розмірність зворотної довжини і вимірюється в зворотних сантиметрах (см^{-1}).

З формули видно, що якщо $N_m > N_n$, то $G(\nu) > 0$ і середовище підсилює електромагнітне випромінювання, що проходить через нього.

При поширенні хвилі в активному середовищі частина інтенсивності хвилі може губитися за рахунок всякого роду втрат. При цьому зміна інтенсивності хвилі при розповсюдженні її в середовищі тільки за рахунок втрат описується рівнянням:

$$d\tilde{I} = -G_n \tilde{I} dz, \quad (1.31)$$

де G_n — коефіцієнт втрат, який служить кількісною характеристикою втрат в активному середовищі.

Якщо врахувати підсилювальні властивості активного середовища і втрати, що вносяться середовищем, то зміна інтенсивності хвилі в активному середовищі буде описуватися рівнянням:

$$d\tilde{I} = (G - G_n) \tilde{I} dz.$$

Інтегруючи рівняння отримаємо:

$$\tilde{I} = \tilde{I}_0 \exp[(G - G_n)z]. \quad (1.32)$$

Інтенсивність хвилі в середовищі наростає, якщо коефіцієнт квантового підсилення не тільки більше нуля, але більше коефіцієнта втрат активного середовища. Це умова, при якій активне середовище є підсилювачем для електромагнітного випромінювання, що проходить крізь нього. Підсилювальні властивості активного середовища можна підвищити, застосовуючи відомий в радіофізиці принцип позитивного зворотнього зв'язку. Він полягає в тому, що частина посиленого сигналу повертається назад в активне середовище і знову, проходячи через нього, посилюється. В результаті такого дворазового (а взагалі багаторазового) проходження електромагнітної хвилі через активне середовище її інтенсивність зростає більше, ніж при одноразовому проходженні. Якщо позитивний зворотній зв'язок настільки великий, що посилення, яке досягається з його допомогою, перевищує сумарні втрати підсилювача та ланцюга зворотного

зв'язку, то підсилювач самозбудиться і перетвориться в генератор, тобто сам буде генерувати електромагнітну хвилю, навіть якщо в активне середовище не надходить ззовні електромагнітна хвиля.

Для створення позитивного зворотного зв'язку в квантовій електроніці використовуються резонатори: в радіодіапазоні — об'ємні резонатори, а в оптичному діапазоні — система напівпрозорих дзеркал — відкриті резонатори.

З'ясуємо умову самозбудження квантового генератора. Візьмемо схему позитивного зворотного зв'язку, що використовується в оптичних квантових генераторах (лазерах).

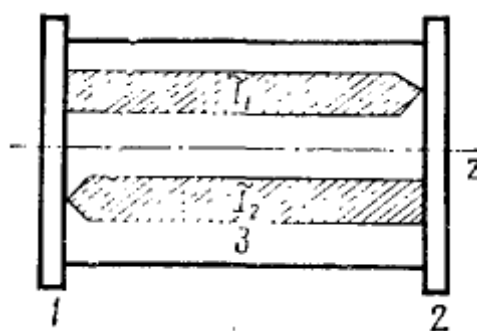


Рис. 3.1. 1, 2 — дзеркала; 3 — середовище.

Принципова схема оптичного квантового генератора (ОКГ): два напівпрозорих плоских дзеркала 1 і 2 та активне середовище між ними. Нехай електромагнітна хвиля поширюється вздовж осі z , відображаючись по черзі від обох дзеркал. Досягнувши одного з дзеркал, хвиля частково відбивається від нього (ця частина залежить від коефіцієнта відбиття дзеркала). Потім хвиля знову рухається в зворотному напрямку через активне середовище. Таким чином, електромагнітна хвиля при русі між дзеркалами зазнає двояку зміну. З одного боку, якщо коефіцієнт квантового підсилення активного середовища G більше коефіцієнта втрат G_n , то інтенсивність хвилі зростає. З іншого боку, частина інтенсивності хвилі втрачається (не повертається в середовище) на дзеркалі. Генерація починається тоді, коли хвиля стає самопідтримуваною, тобто втрати на дзеркалах компенсуються посиленням в середовищі.

Умова самозбудження

Виведемо умову самозбудження. Для визначеності будемо розглядати рух хвилі зліва направо (від дзеркала 1 до дзеркала 2).

Інтенсивність хвилі на дзеркалі 1 позначимо \tilde{I}_{10} , відстань між дзеркалами L . Тоді інтенсивність хвилі в момент, коли вона досягає дзеркала 2, буде дорівнювати:

$$\tilde{I}_2 = \tilde{I}_{10} \exp[(G - G_n)L]. \quad (1.33)$$

Нехай коефіцієнт відбивання дзеркала 2 дорівнює $r_2^{\text{отр}}$. Тоді від нього відіб'ється і знову піде через активне середовище хвиля інтенсивності:

$$\tilde{I}_{20} = \tilde{I}_2 r_2^{\text{отр}} = r_2^{\text{отр}} \tilde{I}_{10} \exp[(G - G_n)L].$$

При русі хвилі через активне середовище її інтенсивність знову почне зростати і по досягненні дзеркала 1 буде дорівнювати:

$$\tilde{I}_1 = \tilde{I}_{20} \exp[(G - G_n)L].$$

Підставляючи сюди вираз для \tilde{I}_{20} , отримаємо:

$$\tilde{I}_1 = r_2^{\text{отр}} \tilde{I}_{10} \exp[2(G - G_n)L].$$

Якщо коефіцієнт відбивання дзеркала 1 дорівнює $r_1^{\text{отр}}$, то від нього відіб'ється хвиля інтенсивності $\tilde{I}_1 r_1^{\text{отр}}$. Це буде початкова інтенсивність хвилі \tilde{I}'_{10} , яка знову рухається до дзеркала 2. Очевидно,

$$\tilde{I}'_{10} = \tilde{I}_1 r_1^{\text{отр}} = \tilde{I}_{10} r_1^{\text{отр}} r_2^{\text{отр}} \exp[2(G - G_n)L].$$

Хвиля буде самопідтримуваною, якщо виконана умова $\tilde{I}'_{10} = \tilde{I}_{10}$. Використовуючи цей вираз, а також скорочуючи ліву і праву частини рівності на \tilde{I}_{10} , отримуємо:

$$r_1^{\text{отр}} r_2^{\text{отр}} \exp[2(G - G_n)L] = 1. \quad (1.34)$$

Розділимо праву та ліву частини цієї рівності на добуток $r_1^{\text{отр}} r_2^{\text{отр}}$ і дістанемо з них квадратний корінь. Тоді вираз (1.34) запишеться у вигляді:

$$\exp[2(G - G_n)L] = \frac{1}{\sqrt{r_1^{\text{отр}} r_2^{\text{отр}}}}$$

Логарифмуючи його, отримаємо:

$$G = G_{\text{нор}} = G_n + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1^{\text{отр}} r_2^{\text{отр}}} \quad (1.35)$$

Це умова самозбудження. Генератор самозбуджується, якщо коефіцієнт квантового підсилення його активного середовища більше або дорівнює $G_{\text{пор}}$. $G_{\text{пор}}$ дорівнює сумі коефіцієнта втрат власне активного середовища і коефіцієнта, що визначає втрати на дзеркалах.

1.5. Форма и ширина спектральної лінії

Як ми вже з'ясували, однією з найважливіших характеристик випромінювання є його спектр, тобто набір монохроматичних хвиль, що утворюють випромінюване електромагнітне поле. Монохроматична хвиля — це ідеалізація, строго монохроматичних коливань немає. Кожна реальна хвиля лазера є *квазімонохроматичною*, тобто являє собою вид коливань електромагнітного поля з середньою (центральною) частотою $\nu_0 = \omega_0 / (2\pi)$ і деякою шириною спектра $\Delta\nu_N$. Такі хвилі мають обмежений вузькосмуговий спектр, який іноді може складатися з декількох монохроматичних складових.

Згідно з постулатом Бора $\nu_{nm} = (E_n - E_m) / h$ спектр випромінювання ідеального гармонійного осцилятора повинен представляти собою нескінченно тонку спектральну лінію, так як ширина енергетичних рівнів в цьому співвідношенні не обумовлена, а мається на увазі нескінченно тонкою. Фактично рівні енергії мають кінцеву ширину. Тому випромінювання відбувається в деякому інтервалі частот близько ν_0 . На частоті ν_0 енергія випромінювання має найбільше значення і зменшується на частотах, віддалених по обидві сторони від неї.

Частотний інтервал, у межах якого інтенсивність випромінювання або поглинання зменшується вдвічі порівняно з максимальним значенням, називається шириною спектральної лінії. Ширина спектральної лінії, що визначається спонтанними переходами, є природною шириною:

$$\Delta\nu_N = A_{nm} / (2\pi),$$

де $A_{nm} = 1/t_{nm}$ — ймовірність спонтанного переходу — величина, обернено пропорційна середньому часу перебування частинок на збудженому енергетичному рівні, тобто часу, за який населеність цього збудженого рівня зменшується в $e - 2,7$ рази.

З природною шириною спектральної лінії дуже тісно пов'язане інше важливе поняття квантової механіки t_{nm} — час життя квантової частинки на збудженому рівні. Число частинок, які спонтанно залишають збуджений енергетичний рівень за інтервал часу dt , визначається рівнянням

$$dN_n(t) = -A_{nm}N_n(0)dt, \text{ або } dN_n(t)/N_n(0) = -A_{nm}dt.$$

Звідси

$$N_n(t) = N_n(0)e^{-A_{nm}t} = N_n(0)e^{-1/t_{nm}}.$$

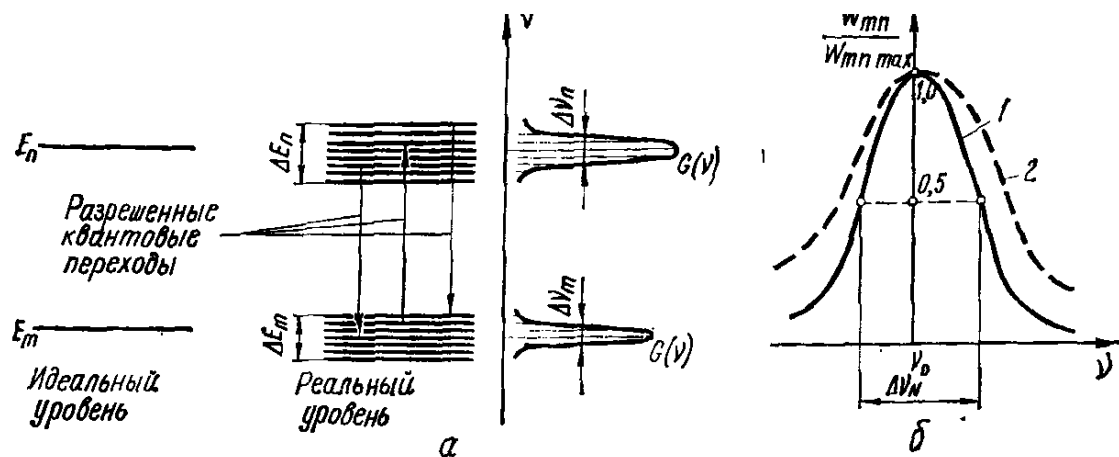


Рис. 1.2. Представление идеального и реального энергетических уровней (а) и форма и ширина спектральной линии излучения (б)

де $N_n(0)$ — населеність n -го збудженого рівня в початковий момент часу $t = 0$.

Таким чином, середній час життя квантових частинок визначається величиною

$$t_{nm} = 1/A_{nm} = 1/(2\pi\Delta\nu_N). \quad (1.36)$$

Природна ширина лінії дуже мала. Оскільки вона не пов'язана ні з якими зовнішніми впливами, її штучно зменшити неможливо. В діапазоні випромінювання видимого спектру ширина такої лінії складає десятки кілогерц, на сантиметрових хвилях — частки герца.

Зазначимо також, що ширина спектральної лінії визначається сумарною шириною рівнів ΔE_m і ΔE_n , між якими відбувається квантовий перехід, тобто $\Delta \nu_{mn} = (\Delta E_m + \Delta E_n)/h$. Форма ліній (рис. 1.2) випромінювання та поглинання однакова і описується рівнянням контуру спектральної лінії $F(\nu)$, яке називають *лоренцовою формою лінії*, або іноді *форм-фактором*:

$$F(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta \nu_N}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta \nu_N^2}. \quad (1.37)$$

Лоренцова форма лінії нормується: $\int_{-\infty}^{\infty} F(\nu) d\nu = 1$. У реальних активних середовищах діють різні причини, що призводять до так званого *розширення спектральної лінії* (крива 2 на рис. 1.2, б), коли спектр випромінювання реального квантового осцилятора являє собою смугу частот.

Однією з основних причин розширення спектральної лінії є зменшення часу життя квантових частинок у збудженому стані під впливом недосконалості кристалів і неоднорідності електромагнітних полів. Ширина енергетичного рівня обумовлена *принципом невизначеності*, який стверджує, що на відміну від фізичного тіла, положення і імпульс якого строго визначені, квантова частинка не може перебувати в станах, у яких координати її центра інерції і імпульс одночасно приймають цілком певні, точні значення. Якщо час життя квантової частинки на якому-небудь збудженому енергетичному рівні дорівнює t_{nm} , то, згідно з принципом невизначеності, ширина енергетичного рівня невизначена (рис.1.2, а):

$$\Delta E_{mn} \sim \hbar / t_{nm}, \quad (1.38)$$

де $\hbar = h / (2\pi) = (1,0545887 \pm 0,0000054) \cdot 10^{-34}$ Дж • с — постійна Планка (квант дії).

Таким чином, ширина енергетичного рівня ΔE_{mn} залежить від часу життя частинки в даному енергетичному стані. Найбільш широкими виявляються рівні, які мають малий час життя частинки. Чим більше величина A_{nm} , тим менше час життя.

Активні середовища, які використовуються в приладах квантової електроніки, повинні мати метастабільний рівень, що забезпечує тривалу взаємодію зі збуденим

електромагнітним полем. Метастабільні рівні мають малу ширину. Основний енергетичний рівень, що характеризується нескінченно довгим часом життя частинок, має нескінченно малу ширину енергетичного рівня. Наявність розширення енергетичного рівня призводить до певного розподілу потужності випромінювання по частоті, який характеризується формою лінії поглинання або випромінювання.

Практично ширина спектральної лінії значно перевищує природну ширину ліній. Наприклад, ширина лінії люмінесценції конденсованого активного середовища дорівнює 10 см^{-1} , в той час як природна ширина лінії складає всього 10^{-8} см^{-1} . Це пояснюється тим, що в реальних умовах мають місце процеси, що призводять до розширення спектральних ліній. У найпростішому випадку до зменшення часу життя частинок у збудженому стані призводять, наприклад, зіткнення їх між собою. Форма спектральної лінії при цьому залишається незмінною. Однак через зменшення часу життя ширина спектральної лінії збільшується. Таке розширення, коли форма лінії залишається незмінною, називається *однорідним*. Неоднорідне розширення спектральної лінії, що випромінюється сукупністю молекул, буде в тому випадку, коли кожен атом має свою частоту переходу. Характерним прикладом його є так зване *доплерівське* розширення в газових активних середовищах.

Внаслідок того, що атоми рухаються в різних напрямках і з різними швидкостями v , у спектрі випромінювання або поглинання з'являється сукупність частот, що визначається доплерівським зсувом частоти. У цьому випадку в умовах термодинамічної рівноваги форма спектральної лінії описується законом Гауса:

$$G_D(v) = \sqrt{\ln 2 / \pi} \frac{1}{\Delta v_D} \exp[-\ln 2 (v - v_0)^2 / \Delta v_D^2],$$

а ширина доплерівсько розширеної спектральної лінії з урахуванням розподілу частинок за швидкостями

$$\Delta v_D = 2v_0 \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2} \ln 2}, \quad (1.39)$$

де T — температура, К; $M = 0,911 \cdot 10^{-30} \text{ кг}$ — маса електрона.

Доплерівське розширення в активних газових середовищах досягає близько 1000 МГц. Однак у твердих тілах доплеровське розширення досить незначне, оскільки в них, на відміну від газового середовища, іони активатора жорстко пов'язані з кристалічною решіткою і можуть в першому наближенні вважатися нерухомими. На рис. 1.2, б показані природна 1 і доплерівсько розширена 2 спектральні лінії.

У твердих активних середовищах не менш важливою причиною розширення є неоднорідності кристала і теплові коливання решітки. Чим вище температура кристала, тим сильніше коливання. Внаслідок цього іони виявляються розташованими в змінних полях, модулюючих положення енергетичних рівнів і тим самим розширюючих спектральну лінію. Ступінь теплового розширення визначається зв'язком іона активатора з кристалічною решіткою. Це, наприклад, спостерігається за формою спектральної лінії люмінесценції рубіна при температурі 300 і 77 К. Значна ширина лінії люмінесценції (330 ГГц при $T = 300$ К і 10 ГГц при $T = 77$ К) і кінцева довжина резонатора обумовлюють коливання багатьох типів. До інших причин уширення ліній відносяться ефекти Зеемана і Штарка.

Якщо квантова система піддається впливу зовнішнього магнітного поля, як передбачає теорія і показують наступні експерименти, можливий зсув енергетичного рівня щодо початкового положення E_m на величину ΔE_m . Тоді цей єдиний рівень E_m розділиться на кілька (g_m) різних підрівнів.

Це розщеплення і, отже, розширення енергетичного рівня під впливом магнітного поля називають *ефектом Зеемана*, а число g_m різних станів з однаковою енергією — *кратністю* (ступенем) *виродження* рівня. Аналогічно розщеплення і розширення рівнів під впливом електричного поля називають *ефектом Штарка*.

Методичні вказівки

У результаті вивчення цього розділу студенти повинні:

знати основні закони випромінювання, матеріальність випромінювання електромагнітних хвиль в мікросвіті, основні квантові процеси, основні постулати та лінійні оператори квантової теорії, зв'язок між різними математичними уявленнями основних законів квантової теорії; застосування елементів квантової теорії для рішення практичних задач;

вміти записувати монохроматичне випромінювання, приводити приклади дії законів випромінювання; визначити імовірності квантових переходів і розповісти про підсилення в активних речовинах.

Питання для самоперевірки

1. Дайте поняття про випромінювання.
2. Приведіть основні закони випромінювання: Планка, Кірхгофа, Ламберта, Віка, Стефана-Больцмана. Який математичний запис квазімонохроматичного випромінювання?
3. Поняття про спектри випромінювання.
4. Особливості атомних спектрів. За яким законом розподіляються частоти в атомних спектрах?
5. Особливості молекулярних спектрів.
6. Особливості спектрів іонів, кристалів, стекол, органічних матриць, що застосовуються у квантових приладах . Енергетичний розподіл в молекулярних спектрах.
7. Який постулат зв'язує енергетичні та частотні спектри?
8. На чому засновано доведення дискретності рівнів атома?
9. Чим характерні квантові стани атома? Постулат Бора до імовірності квантових переходів.
10. Що розуміється під термодинамічною рівновагою квантових систем?
11. Як оцінюється нерівноважний стан квантових систем?
12. Як розуміти розподіл населеності енергетичних рівнів квантової системи

по Больцману?

13. Що таке інверсна населеність і як вона визначається ?

14. Що варто розуміти під негативною температурою квантової системи?

Сутність хімічних рівнянь для квантових систем. Який механізм індукованого випромінювання квантової системи.

15. Фізична сутність спонтанного випромінювання квантових систем і як воно оцінюється кількісно?

16. Що розуміють під безвипромінювальними переходами?

17. Коефіцієнти Ейнштейна для спонтанного, індукованого випромінювання, безвипромінювального переходу. Кратність виродження.

18. Квантове підсилення в активній речовині. Що розуміють під активною речовиною?

Тема 2. КОГЕРЕНТНІСТЬ, ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ І ПОЛЯРИЗАЦІЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

2.1. Математичний запис квазімонохроматичного випромінювання

У загальному випадку випромінювання є процесом збудження та поширення електромагнітного поля, яке може бути представлено суперпозицією електромагнітних хвиль з наступними характеристиками: амплітудою, частотою, фазою, поляризацією і напрямком розповсюдження. Якщо випромінюванням цікавитися практично, коли з електромагнітного поля необхідно витягти інформацію, закодовану в його характеристиках, то можна це випромінювання приймати за оптичний сигнал, який є однозначною функцією трьох координат простору і часу.

Хвиля, яку можна описати простою періодичною функцією часу, називається *монохроматичною*.

Проекції напруженості векторів електричного \vec{E} і магнітного \vec{H} полів цієї хвилі на осі будь-якої системи координат у цьому випадку змінюються в часі за гармонійним законом $\cos(\omega t + \varphi)$. Величину ω називають *круговою* (циклічною) *частотою* хвильового процесу, φ — початковою його *фазою*. Зауважимо, що така форма залежності має найбільше практичне застосування, особливо в квантових приладах. Результати вивчення подібних полів застосовні і до більш складних випадків, бо, як відомо, будь-яку періодичну функцію часу завжди можна розкласти в ряд Фур'є, кожен член якого є косинусоїдальною функцією часу.

Обмежимося надалі розглядом монохроматичних хвиль з плоским фронтом, для яких в довільний момент часу у всіх точках будь-якої площини, перпендикулярної до напрямку поширення хвилі, вектори електричного або магнітного поля мають однакове значення. При аналізі хвилі вектори \vec{E} і \vec{H} мають еквівалентне значення, однак при математичному описі випромінювання вектору \vec{E} віддають перевагу, вважаючи, що всі операції з вектором \vec{H} будуть аналогічними.

Тоді форма запису квазімонохроматичної плоскої хвилі, що поширюється, наприклад, в ортогональній системі координат x, y, z в позитивному напрямку вздовж осі z , в проекціях на осі координат буде мати вигляд

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E(x, 0, z, t) = E_{0x} \cos[\omega t - kz + \varphi_x]; \\ E_y &= E(0, y, z, t) = E_{0y} \cos[\omega t - kz + \varphi_y], \end{aligned} \right\}$$

де E_{0x}, E_{0y} — амплітуди складових поля.

Для монохроматичного випромінювання величини E_{0x}, E_{0y} — постійні і не залежать від часу.

Іноді замість тригонометричної функції $\cos \omega t$ поле зручно виразити через показові функції, так як:

$$\cos \omega t = (e^{j\omega t} + e^{-j\omega t}) / 2$$

Тоді, враховуючи часову і просторову структуру квазімонохроматичного випромінювання, вектор напруженості електричного поля такої хвилі найзручніше записати у вигляді реальної частини комплексного виразу

$$\vec{E} = \text{Re}[\vec{E}_0 e^{-j\omega(t-z/c)}],$$

де E_0 — деякий постійний комплексний вектор. Очевидно, що і напруженість магнітного поля \vec{H} має аналогічний вигляд з тією ж частотою ω . Величина:

$$\lambda = 2\pi c / \omega$$

називається *довжиною хвилі*; вона характеризує період зміни поля \vec{E} вздовж координати z в заданий момент часу t .

Величину $2\pi\vec{n} / \lambda = \omega\vec{n} / c = \vec{k}$ називають *хвильовим вектором*, а модуль вектора $|k| = 2\pi / \lambda$ — *хвильовим числом* (\vec{n} — одиничний вектор у напрямку поширення хвилі). З допомогою \vec{k} можна записати квазімонохроматичну плоску хвилю у вигляді

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}[\vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}].$$

Величину $j\omega t$ в показнику експоненти називають комплексною фазою хвилі; \vec{r} є радіусом-вектором в прийнятій для розгляду системі координат.

Як відомо, перетворення періодичних функцій значно спрощується, якщо застосовувати комплексні величини. Безпосереднє фізичне значення має, звичайно, лише дійсна частина цих комплексних виразів. Можна, однак, скористатися тією обставиною, що дійсна частина результатів, одержуваних при виконанні лінійних операцій (диференціювання, rot , div і т. д.) над комплексними виразами, збігається з результатами виконання цих же операцій над одними лише дійсними частинами вихідних залежностей. Тому перехід до дійсної частини комплексних величин може бути здійснений як до, так і після виконання цих операцій. Лише при нелінійних операціях (наприклад, множення) необхідно переходити до дійсних частин комплексних виразів до виконання над ними цих операцій, бо дійсна частина добутку комплексних величин не дорівнює добутку їх дійсних частин.

Зазвичай на практиці доводиться мати справу з квазімонохроматичними хвилями, що містять частоти у деякому малому інтервалі $\omega \ll \Delta\omega$. Враховуючи це, квазімонохроматичне випромінювання, що має середню кругову частоту $\omega = 2\pi\nu$, представляємо математично вектором напруженості електричного поля у вигляді

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(t) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)},$$

де комплексна амплітуда $E_0(t)$ є деякою повільно незмінною функцією періоду часу $t = 1/\Delta\omega \gg t = 1/\omega$. Тому в часовому інтервалі порядку t напруженість електричного поля $\vec{E}_0(t)$ можна вважати практично незмінною величиною. Так як $\omega = \text{const}$, то множник $e^{-j\omega t}$ загальний для всіх точок простору $(x, y, z \rightarrow \vec{r})$, можна виділити і записати цю формулу у вигляді

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) e^{-j\omega t},$$

де $\vec{E}_0(\vec{r}, t) = E_0(t) e^{j\vec{k}\vec{r}}$ - комплексна амплітуда електромагнітного поля, або так званий *оптичний сигнал*, що представляє собою огинаючу квазімонохроматичних коливань.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) e^{-j\omega t}$$

У загальному випадку, враховуючи поляризацію випромінювання, можна представити ще один запис випромінювання через компоненти поля на осях x і y у вигляді матриці-стовпця:

$$E(x, y, z, t) = \begin{vmatrix} E_x(x, 0, z, t) \\ E_y(0, y, z, t) \end{vmatrix},$$

або для поля, лінійно-поляризованого, наприклад, у площині xz :

$$E(x, 0, z, t) = E_0(x, 0, z, t) e^{-i\omega t} \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}.$$

Надалі залежно від постановки задачі будемо використовувати різні математичні уявлення квазімонохроматичного випромінювання: тригонометричне, показове або матричне.

2.2. Матриця когерентності

Зазвичай питання про наявність когерентності випромінювання вирішується при розгляді амплітуд і фаз хвильового електромагнітного поля. Тому поняття когерентності дуже тісно пов'язують з іншим фундаментальним явищем випромінювання — *інтерференцією* — складанням хвильових полів із взаємним посиленням або із взаємним послабленням в залежності від координат простору і часу.

Класичний експеримент Т. Юнга (1773-1829) інтерференції від двох отворів (рис. 2.1) дає уявлення про когерентність випромінювання. Якщо обидва джерела мають однакову яскравість, то наявність чітких інтерференційних смуг можна вважати ознакою хорошої когерентності, тоді як відсутність смуг відповідає повній некогерентності. Зазначимо, що стаціонарність інтерференційної картини з високим контрастом також визначає когерентність випромінювання. З достатнім ступенем наближення можна вважати, що:

когерентність є властивістю електромагнітних полів, коли відбувається узгодження в часі і просторі декількох хвильових процесів. Якість когерентності оцінюється за інтерференційною картиною, що спостерігається в експерименті.

У цьому визначенні якісна сторона зрозуміла, але при оцінці кількісних характеристик виникають певні труднощі. Амплітуду і фазу по інтерференційній

картині безпосередньо визначити не можна. Будь-який приймач випромінювання дає відгук тільки на інтенсивність — сумарну або середню величину, пропорційну квадрату амплітуди хвилі. Тому вимірюваною характеристикою когерентності за період часу спостереження $T_{\text{изм}}$ є її інтенсивність

$$I_{\text{изм}} \approx (\vec{E}\vec{E}^*). \quad (2.1)$$

або, $|E|^2 = I_{\text{изм}}$, де $|E|^2$ — квадрат модуля напруженості електричного поля: $|E|^2 = |EE^*|$; E^* — комплексно-спряжений модуль вектора E .

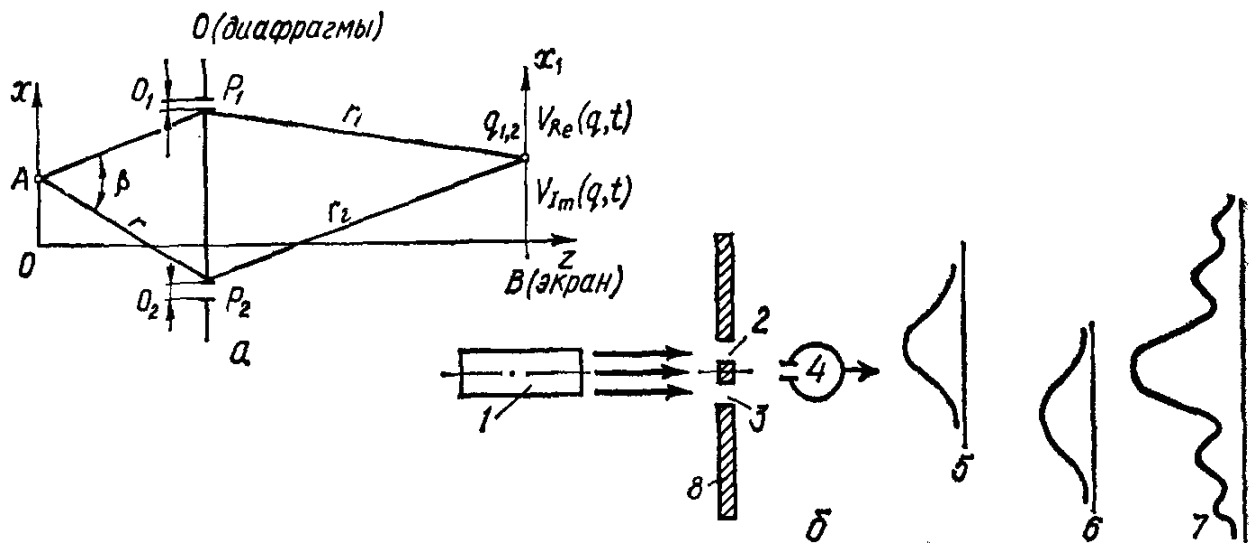


Рис. 2.1 Схема классического эксперимента Юнга для наблюдения интерференционной картины (а) и интерференция электронов (б):

A — источник; $P_{1,2}$ — положение диафрагм; $q_{1,2}$ — положение точки на экране; 1 — электронная пушка; 4 — счетчик; 5 — распределение вероятности обнаружения электронов, когда открыта диафрагма 2; 6 — открыта только диафрагма 3; 7 — распределение вероятности обнаружения электронов при открытых диафрагмах 2 и 3; 8 — экран

Припустимо, що два пучка випромінювання, вийшовши із щілин, перетинаються в заданому об'ємі простору. Тоді, враховуючи принцип суперпозиції, результуюче поле $\vec{E}(x, y)$ дорівнює сумі хвильових полів в кожному з пучків:

$$E(x, y) = \vec{E}_1(x, y) + \vec{E}_2(x, y), \quad (2.2)$$

де $\vec{E}_1(x, y)$ і $\vec{E}_2(x, y)$ — вектори напруженості електричного поля.

Оскільки поле є функція координат простору і часу, прийнято розрізняти просторову і часову когерентність. Ці різні аспекти одного фізичного явища можна сформулювати наступним чином.

Просторова когерентність в заданий момент часу пов'язана з кореляцією між фазами хвиль електромагнітного поля в різних точках простору.

Часова когерентність характеризує кореляцію між фазами електромагнітного поля в заданій точці простору в різні моменти часу.

Спочатку розглянемо природне, не поляризоване поле, для якого, як відомо, просторове положення вектора напруженості електричного поля невизначено. Це означає, що всі можливі напрями вектора \vec{E} в площині xoy , ортогональній до напрямку поширення випромінювання по осі z , рівноймовірні. Можна уявити собі, що при досить тривалому спостереженні ($T_{\text{изм}} \gg 1/\omega_0$) проекції вектора \vec{E} на осі x і y ортогональної системи координат xuz виявляться позитивними і негативними майже рівну кількість разів. Отже, при усередненні за проміжок часу можна очікувати, що усереднені значення проекцій на відповідні осі дорівнюють нулю:

$$\langle E_x \rangle \sim \int_0^T E_x dt = 0; \quad \langle E_y \rangle \sim \int_0^T E_y dt = 0. \quad (2.3)$$

Кутові дужки $\langle \rangle$ означають усереднення в часі. Можна також очікувати, що середні значення x - і y -ї складових інтенсивності будуть рівні між собою:

$$\langle E_x E_x^* \rangle = \langle E_y E_y^* \rangle, \quad (2.4)$$

Де E_x^*, E_y^* — комплексно-спряжені складові вектора напруженості електричного поля \vec{E} .

Так як складові E_x і E_y не корельовані між собою ($\langle E_x E_y \rangle = 0$), то усереднені у часі добутки перехресних складових також дорівнюють нулю, тобто:

$$\langle E_x E_y^* \rangle = \langle E_y E_x^* \rangle = 0. \quad (2.5)$$

Якщо вирахувати повну інтенсивність $I_{\text{полн}}$ неполяризованого випромінювання через складові E_x і E_y :

$$I_{\text{полн}} = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle + \langle E_x E_y^* \rangle + \langle E_y E_x^* \rangle, \quad (2.6)$$

то її, враховуючи умову (2.3)...(2.5), зручно також подати в матричному вигляді:

$$\frac{1}{2} I_{\vec{r}\vec{r}} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \frac{1}{2} [\langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle] \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (2.7)$$

В (2.7) квадратна діагональна матриця типу (2×2) називається матрицею *когерентності*. Вона математично описує повністю неполяризоване поле випромінювання, наприклад природне світло.

2.3. Інтерференція і когерентність

Ефект інтерференції простіше всього спостерігати при зміні в часі сумарної інтенсивності двох лінійно-поляризованих інтерферуючих випромінювань, напруженості електричного поля яких

$$E_1 = E_{01} e^{-j\varphi_1}; E_2 = E_{02} e^{-j\varphi_2};$$

Де E_{01}, E_{02} — амплітуди; φ_1, φ_2 — фази двох хвиль у площині спостереження інтерференції.

Тоді повна інтенсивність:

$$I_{\vec{r}\vec{r}} = |E_1 + E_2|^2 = (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* = |E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1^* E_2 + E_1 E_2^* \quad (2.8)$$

Повна інтенсивність за період часу $T_{\text{изм}}$ при інтерференції:

$$I_{\vec{r}\vec{r}} = I_1 + I_2 + \frac{1}{T_{\text{изм}}} \int_0^{T_{\text{изм}}} (E_1^* E_2 + E_1 E_2^*) dt \quad (2.9)$$

Рівняння (2.9) є основним рівнянням інтерференції і показує, що повна інтенсивність випромінювання при інтерференції не є адитивною функцією координат і часу.

Комплексна амплітуда сумарного поля випромінювання, інтерферованого на оптичній поверхні,

$$E_1 + E_2 = E_{01} e^{-j\varphi_1} + E_{02} e^{-j\varphi_2} \quad (2.10)$$

показує, що при інтерференції поля двох хвиль випромінювання сумуються зі взаємним посиленням, або зі взаємним послабленням в залежності від $E_{01}, E_{02}, \varphi_1$ і φ_2 . Для простоти міркувань обмежимося скалярним підсумовуванням комплексних амплітуд, що відповідають випадку, коли вектори напруженості інтерферуючих

хвиль паралельні. Підставивши в (2.8) значення E_1 і E_2 , отримаємо інтерференційну картину, просторовий розподіл інтенсивності випромінювання в результаті інтерференції в місці її спостереження:

$$I(E_{0i}, \varphi_i) \sim (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* = E_{01}^2 + E_{02}^2 + E_{01}E_{02}e^{j(\varphi_1 - \varphi_2)} + E_{01}E_{02}e^{-j(\varphi_1 - \varphi_2)}. \quad (2.11)$$

Замінивши суму показових функцій косинусом:

$$0,5[e^{j(\varphi_1 - \varphi_2)} + e^{-j(\varphi_1 - \varphi_2)}] = \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

запишемо

$$I(E_{0i}, \varphi_i) \simeq E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (2.12)$$

Аналізуючи цю рівність, оцінимо максимальну і мінімальну інтенсивність смуг інтерференційної картини:

$$I(E_{0i}, \varphi_i)_{\max} \sim (E_{01} + E_{02})^2 \text{ при } \varphi_1 = \varphi_2;$$

$$I(E_{0i}, \varphi_i)_{\min} \sim (E_{01} - E_{02})^2 \text{ при } \varphi_1 - \varphi_2 = \pi.$$

Контраст зображення смуг інтерференційної картини визначиться відповідними співвідношеннями:

$$k = \frac{I(E_{0i}, \varphi_i)_{\max} - I(E_{0i}, \varphi_i)_{\min}}{I(E_{0i}, \varphi_i)_{\max} + I(E_{0i}, \varphi_i)_{\min}} = \frac{2E_{01}E_{02}}{E_{01}^2 + E_{02}^2}. \quad (2.13)$$

Отже, сумарну інтенсивність інтерференційної картини можна виразити через середню інтенсивність:

$$I(E_{0i}, \varphi_i)_{\text{cp}} = [I(E_{0i}, \varphi_i)_{\max} + I(E_{0i}, \varphi_i)_{\min}]/2 = I_{\text{cp}}$$

і контраст:

$$I(E_{0i}, \varphi_i) = I_{\text{cp}} [1 + k \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]. \quad (2.14)$$

Явище інтерференції можна спостерігати і при складанні пучків електронів в досліді проходження їх через щілини у непрозорому матеріалі. Цей експеримент наочно пояснює корпускулярно-хвильову природу випромінювання.

Направимо пучок електронів з електронної гармати на непроникний екран, що має дві вузькі діафрагми (2, 3) і помістимо за екраном лічильник Гейгера (4) (див. рис. 2.1, б). По черзі відкриваючи діафрагми 2 і 3, отримуємо щільність ймовірності розподілу прохідних електронів на екрані безпосередньо за діафрагмами, як

показано на рис. 2.1, б. Відкриємо обидві діафрагми і за допомогою лічильника Гейгера зафіксуємо отриману інтерференційну картину, описувану математично щільністю ймовірності проходження пучка електронів при одночасно відкритих діафрагмах:

$$|\Psi|^2 = |\Psi\Psi^*| = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + \Psi_1^*\Psi_2 + \Psi_1\Psi_2^*,$$

де $(\Psi_1^*\Psi_2 + \Psi_1\Psi_2^*)$ – інтерференційний член, який показує, що кожен з електронів, що проходять, «відчував» вплив обох діафрагм; Ψ_1 і Ψ_2 – функції стану пучків електронів.

Комплексну амплітуду $E_{0n}e^{j\varphi_0}$ квазімонохроматичного випромінювання можна відтворити на комплексній площині деякою точкою А з координатами $E_{0n} \cos \varphi_0$, $E_{0n} \sin \varphi_0$ (рис. 2.2, а).

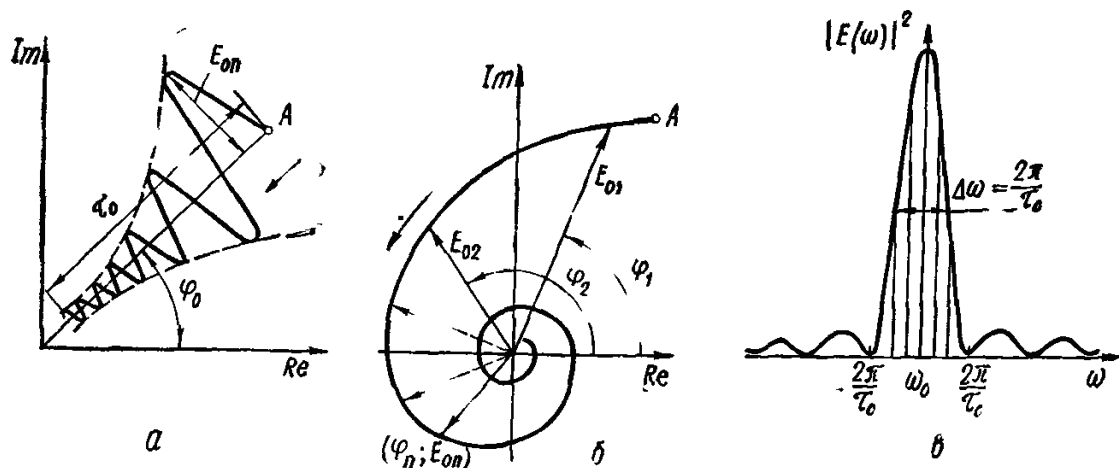


Рис. 2.2 Изображение затухающего монохроматического излучения пакета волн конечной длительности τ_0 на комплексной плоскости движущейся точкой А (а), годограф амплитуды затухающего излучения, испускаемого движущимся атомом, (б) и энергетический спектр излучения, описываемого гармоникой конечной продолжительности, (в)

Процес випромінювання фотонів не може тривати нескінченно довго і обривається через деякий час t_0 після початку. В ідеальному випадку коливання амплітуди випромінювання є синусоїдальними. Насправді картина набагато складніша і амплітуда коливань буде змінюватися по затухаючій синусоїді. Перетворення Фур'є (Фур'є-образ) цугу (пакета) хвиль, випущених атомом у цьому випадку, займає деякий кінцевий інтервал частот $\Delta\omega$. Крім загасання, істотний вплив робить доплерівський ефект. Якщо атом рухається з деякою швидкістю \vec{V} , це

призводить до зміни спостережуваної частоти випромінювання на $\Delta\omega_D = \pm\omega_0 V / c$. Тоді комплексна амплітуда оптичного сигналу випромінювання атома змінюється як за значенням, так і по фазі, тобто $E = E_0 e^{-t/\tau} e^{j(\omega_D t + \varphi_0)}$.

Графічне зображення цього процесу здійснюється побудовою годографа амплітуди оптичного сигналу на комплексній площині (рис. 2.2, б, в) (годограф — геометричне місце точок безлічі кінців векторів-амплітуд на комплексній площині). В даному випадку годограф являє собою спіральну криву затухаючого процесу випромінювання атомом цугу хвиль. В реальних умовах необхідно враховувати випадкові зіткнення атомів з сусідніми атомами, із-за чого годограф комплексної амплітуди описує дуже складну криву. Експерименти показують, що когерентність двох випромінювань, які інтерферують між собою, визначається тривалістю цугу хвиль, тобто часом когерентності або ж довжиною когерентності. Пояснимо ці найважливіші характеристики.

Припустимо, що випромінювання атома являє собою гармоніку кінцевої тривалості t_0 , а енергетичний спектр гармонічного випромінювання аналогічний спектру ймовірності індукованого поглинання (рис. 2.2, в).

Ширина спектральної характеристики $\Delta\omega = 2\pi / \tau_0$. Звідси випливає, що ширина спектру однозначно визначає тривалість цугу хвиль t_0 . Інтервал часу t_0 називають *часом когерентності* ($\tau_0 = 2\pi / \Delta\omega$). Якщо визначити довжину оптичного шляху $l_{ei\bar{a}} = t_0 c$ і врахувати, що $\lambda_0 = c / \nu_0$, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, то

$$|\Delta\lambda| = c\Delta\nu / \nu_0^2 = \Delta\nu\lambda_0^2 / c; l_{ког} = c / \Delta\nu = \lambda_0^2 / \Delta\lambda \quad (2.15)$$

У цьому випадку довжину оптичного шляху $l_{ког}$ називають *довжиною когерентності*.

Довжина когерентності лазерів на кілька порядків більше довжини когерентності звичайних некогерентних джерел. У всіх попередніх міркуваннях передбачалося, що випромінювання на різних частотах взаємно не корельовані. В дійсності внаслідок модового складу випромінювання енергетичний спектр буде представляти собою більш складну картину.

При більш строгому вивченні когерентності повинні бути враховані флуктуаційні ефекти взаємодії випромінювань на основі кореляційних функцій. Кореляційна залежність між коливаннями в будь-яких довільних точках хвильового поля встановлюється виходячи з аналізу інтерференційної картини.

Синтез двох, здавалося б, різних визначень когерентності витончено здійснюється застосуванням *функції взаємної когерентності* $\Gamma_{12}(t)$, вперше введені Е. Вольфом. Функція взаємної когерентності має властивості, що дозволяють дати повний опис когерентності, і пояснює часовий і просторовий аспекти цього явища. Часова і просторова когерентність вимушеного випромінювання оцінюється як експериментально, так і теоретично функцією взаємної когерентності $\Gamma_{12}(t)$.

Модуль комплексної ступеня просторово-часової когерентності при фіксованих координатах точок у просторі і часу, рівний

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \left| \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)} \sqrt{\Gamma_{22}(0)}} \right|, \quad (2.16)$$

де $0 \leq |\gamma_{12}(\tau)| \leq 1$; $\Gamma_{11}(0)$, $\Gamma_{22}(0)$ - функції взаємної когерентності для точок простору з радіусами-векторами \vec{r}_1 і \vec{r}_2 відповідно при $t = 0$.

Поряд з голографічним методом і методом рахунку фотонів для вимірювання параметрів тимчасової і просторової когерентності лазерного випромінювання застосовують інтерференційний метод, заснований на створенні оптичними засобами зсуву фаз сигналів, що надходять з різних точок пучка випромінювання, і визначенні видимості смуг інтерференційної картини $V(q, t)$.

2.4. Поляризація випромінювання

Уявлення про поляризацію випромінювання як його особливому фізичну властивість вперше ввів в 1704 р. І. Ньютон, а термін «поляризація» належить французькому військовому інженерові Е. Малюсу (1775—1812).

Електромагнітні хвилі, в яких напрямки векторів електричного і магнітного полів зберігаються незмінними в просторі або змінюються за певним законом, називаються поляризованими.

За напрямок поляризації приймають напрям вектора електричного поля \vec{E} , оскільки напрями векторів \vec{E} і \vec{H} є взаємно ортогональними. Досліджуючи поляризацію випромінювання, виключимо з розгляду вектор \vec{H} і будемо цікавитися орієнтацією вектора \vec{E} в площині xoy , так як все викладене нижче буде справедливо і для магнітного поля.

Розрізняють кілька типів поляризації хвилі: лінійно-поляризоване, поляризоване по колу і еліптично поляризоване випромінювання. Характер поляризації визначається рухом кінця вектора \vec{E} , який в залежності від типу поляризації описує або синусоїду, або коло або еліпс в проекції на площину xoy з частотою, рівною частоті поширення хвилі в просторі. В залежності від напрямку обертання вектора \vec{E} розрізняють праву і ліву поляризації (обертання вектора \vec{E} проти ходу годинникової стрілки, якщо дивитися проти напрямку поширення світла). Площину, що проходить через напрям випромінювання і ортогональна до площини коливань векторів, називають *площиною поляризації* (рис. 2.5).

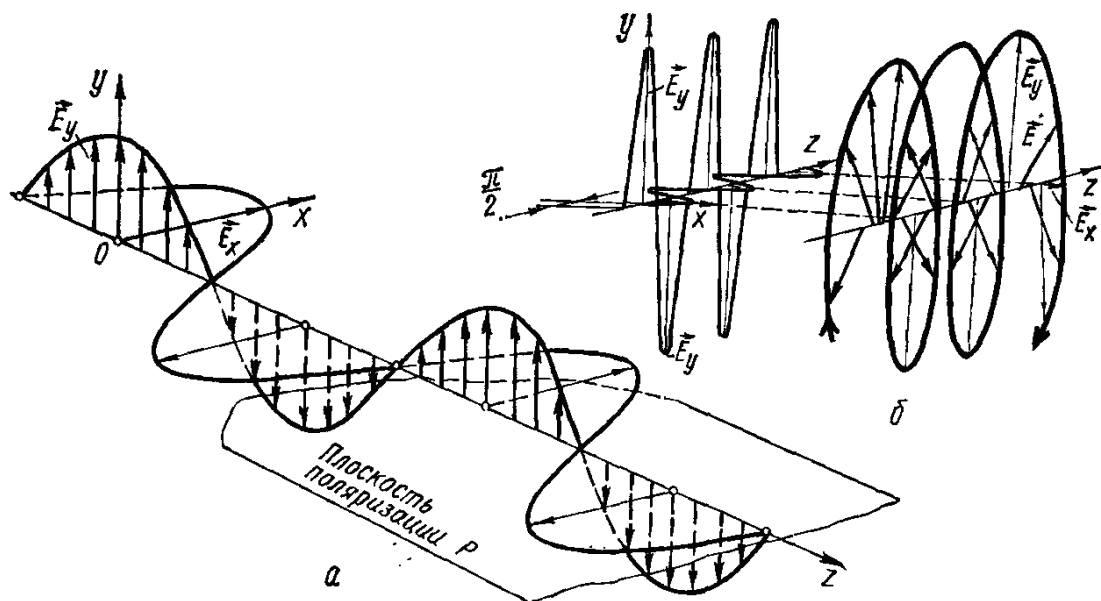


Рис. 2.5 Схема напрямлення розповсюдження поляризованих волн излучения, колебаний векторов \vec{E}_y , \vec{E}_x и плоскости поляризации P (а) и сложение двух поляризованных волн с неравными амплитудами и разностью фаз $\pi/2$ (б)

Розглянемо квантову природу поляризації. Зміна квантових чисел атома, супроводжувана переходами, зокрема з випромінюванням фотонів, регламентується правилами відбору. Це дозволені квантові переходи.

Фізична сутність явища поляризації заснована на правилі відбору для магнітного квантового числа фотона $m_i = 0, \pm 1$. Наприклад, при $m_i = 0$ поглинається або випромінюється лінійно-поляризоване випромінювання. При $m_i = +1$ випромінювання має праву кругову поляризацію, при $m_i = -1$ - ліву.

Крім магнітного моменту імпульсу, фотон має ще *спін* - власний момент кількості руху \vec{S} . Спін фотона дорівнює одиниці і як елементарна векторна величина спрямований протилежно моменту m_i . Квантова природа спина проявляється в тому, що він може мати лише дискретну орієнтацію в просторі, що і визначає анізотропію поляризації фотона.

Таким чином, поляризацію фотона пояснює не тільки дискретна орієнтація магнітного моменту m_i , але і орієнтація його спіна \vec{S} . Така дискретність орієнтації спіна фотона полягає в тому, що вектор \vec{S} може мати тільки два напрямки — збігається з напрямком руху фотона (праву кругову поляризацію) або протилежне (ліву кругову поляризацію). Лінійно-поляризоване випромінювання не має спіна, так як в цьому випадку кожен фотон визначається суперпозицією двох взаємовиключних протилежних кругових поляризацій.

Квантова теорія наступним чином пояснює всі типи поляризації випромінювання. Нехай в потоці випромінювання є N_1 фотонів з лівої кругової поляризацією і N_2 фотонів з правою круговою поляризацією. Якщо $N_1 = 0$, а $N_2 \neq 0$, то випромінювання буде з правою круговою поляризацією; якщо $N_2 = 0$, а $N_1 \neq 0$, то випромінювання має ліву кругову поляризацію. При $N_1 = N_2$ випромінювання лінійно поляризоване. Якщо $N_1 \neq N_2 \neq 0$, то випромінювання еліптично поляризоване; якщо ж $N_1 = N_2$ і фотони не когерентні, то випромінювання природне і неполяризоване.

Якщо наші міркування віднести до видимого спектру оптичного діапазону довжин хвиль, то світлове випромінювання, що представляє собою сукупність електромагнітних хвиль однакової інтенсивності, коливання яких відбуваються у різноманітних мислимих напрямках, ортогональних до напрямку поширення світла, називають *природним*.

Наприклад, природне сонячне світло не поляризоване, так як складається з безлічі плоскополяризованих хвиль з різними напрямками поляризації, а електричне поле його сумарної хвилі безладно змінює напруженість і напрям. Однак не важко перетворити сонячне неполяризоване світло в лінійно-поляризоване, пропустивши його через **поляроїд** — елементарний оптичний прилад, який пропускає хвилі з певним напрямком вектора \vec{E} і поглинає або відхиляє хвилі з іншими напрямками поляризації. Поляроїдом може служити, наприклад, герпатитова плівка (сіль йоду і хініну), затиснута між двома скляними пластинками, турмалін і навіть целофан.

Кращі поляроїди дорогі, так як їх виготовляють з ісландського шпату або кристалічного кварцу у вигляді складових призм Волластона, Глана, Томпсона, Франка — Ріттера, Сенармона, Ніколя і т. д. (по імені авторів, винахідників цих приладів). Наприклад, призма-поляризатор Волластона має на вихідній грані два промені: звичайний і незвичайний однакової інтенсивності (останній — з ортогонально спрямованою лінійною поляризацією). Лінійна поляризація випромінювання на виході призм-поляризаторів утворюється за рахунок явища подвійного променезаломлення в кристалах.

Інший шлях практичного отримання поляризованого світла — його відбиття. Хвилі, що падають на межу розділу двох однорідних ізотропних середовищ, поділяються на первинні та відбиті з ортогональною поляризацією, причому відбита хвиля має переважно напрямок коливань вектора \vec{E} , перпендикулярна до площини падіння, а переломлена — паралельна їй.

При падінні хвилі під деяким певним кутом $i_B = \arctg n$, так званим *кутом Брюстера*, вектор \vec{E} відбитої хвилі не має складової в площині падіння. Це явище, назване *законом Брюстера*, пояснює принцип роботи відбивних поляризаторів — оптичних приладів, що перетворюють природне світло в лінійно-поляризоване. Відбивні поляризатори, виконані з набору непоглинаючих світло пластин, розташованих паралельно або V-образно під кутом Брюстера до падаючого випромінювання, мають ступінь поляризації до 99,5% при куті поля зору 10° .

Повністю когерентне поляризоване світло математично описується кількома методами.

Найбільш простим і доступним є метод Р. Джонса, який в 1941 р. розглянув проблему про когерентне і повністю поляризоване світло і ввів його матричне уявлення. Він прийняв відповідність плоскої когерентної хвилі, що приходить на вхід оптичного приладу, вектору \vec{E} , який записується двокомпонентною матрицею-стовпцем:

$$\vec{E} = \begin{Bmatrix} E_x \\ E_y \end{Bmatrix},$$

де $E_x = \text{Re}[E_{0x}e^{j(\omega t + \varphi_x)}]$, $E_y = \text{Re}[E_{0y}e^{j(\omega t + \varphi_y)}]$ - дійсні частини комплексної функції напруженості електричного поля; E_{0x} , E_{0y} - амплітуди ортогональних складових вектора \vec{E} .

Позначивши різницю фаз цих складових через $\delta = \varphi_y - \varphi_x$, зручно поле \vec{E} записати у вигляді матриці-стовпця Джонса

$$\begin{Bmatrix} E_x \\ E_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{j\delta} \end{Bmatrix} e^{j(\omega t + \varphi_x)}. \quad (2.17)$$

Комплексний запис складових поля \vec{E} введений для точності його математичного подання та зручності виділення різниці фаз $\delta = \varphi_y - \varphi_x$. Реально ці поля існують і їх можна виміряти.

Матриця $\begin{Bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{j\delta} \end{Bmatrix}$ є матрицею-стовпцем Джонса, яка описує стан поляризації будь-якого повністю поляризованого світлового пучка. Покажемо це, аналізуючи (2.17).

Коли $E_{0y} > 0$, то світло поляризоване в горизонтальній площині, а коли $E_{0x} > 0$, то - в вертикальній площині. Якщо різниця фаз дорівнює нулю [$\delta = \varphi_y - \varphi_x = 0$], то буде лінійно-поляризоване світло, а якщо $E_{0x} = E_{0y}$, $\delta = \pi/2$, то світло має кругову поляризацію. У всіх проміжних положеннях світло буде еліптично поляризованим. Для отримання еліптичної поляризації необхідно плоскополяризований пучок

пропустити через елементарний поляризаційний прилад - фазову пластинку, вирізану з одновісного кристала, наприклад кварцу.

Припустимо, що кристалографічна вісь ox' фазової пластинки розташовується компланарно з віссю ox . У цьому випадку складові вектора напруженості електричного поля \vec{E} пучка світла, що пройшло через пластинку, визначаються рівностями

$$E_x = E_{0x} \cos \omega t; E_y = E_{0y} \cos(\omega t - \delta)$$

Звівши в квадрат E_x і E_y і виключивши ωt , одержимо

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - \frac{2E_x E_y \cos \delta}{E_{0x} E_{0y}} = \sin^2 \delta. \quad (2.18)$$

Розглянемо кілька окремих випадків.

1. Фазова пластинка відсутня, тобто $\delta = 0, \cos \delta = 1, \sin \delta = 0$.

Рівняння (2.18) при цьому перетвориться до вигляду:

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}} - \frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 = 0, \text{ откуда } \frac{E_x}{E_y} = \frac{E_{0x}}{E_{0y}}.$$

У результаті виходить лінійна поляризація вихідного випромінювання, тобто вихідна хвиля світла.

2. Є півхвильова кристалічна пластинка, тобто $\delta = \pi, \cos \delta = -1, \sin \delta = 0$. Якщо площина поляризації падаючого на півхвильову пластинку випромінювання становить кут $-\varphi$ з кристалографічною віссю ox' (рис. 2.6, а), то площина поляризації вихідного випромінювання складе кут $+\varphi$, тобто площина поляризації розгорнеться на кут $(180^\circ - 2\varphi)$ щодо початкового положення.

3. Є чверть хвильова платівка, тобто $\delta = \pi/2, \cos \delta = 0, \sin \delta = 1$. Рівняння (2.18) при цьому приймає вигляд рівняння еліпса: $E_x^2 / E_{0x}^2 + E_y^2 / E_{0y}^2 = 1$. Півосі еліпса паралельні головним напрямкам пластинки x', y' і дорівнюють E_{0x} і E_{0y} . У загальному випадку виходить еліптична поляризація. У окремому випадку, якщо $\delta = 45^\circ, E_0 = E_{0x} = E_{0y}$, має місце кругова поляризація і рівняння (2.18) приймає вигляд $E_x^2 + E_y^2 = E_0^2$ (рис. 2.6, б). Якщо відомі інтенсивності складових поляризацій E_x і E_y , неважко розрахувати ступінь поляризації випромінювання.

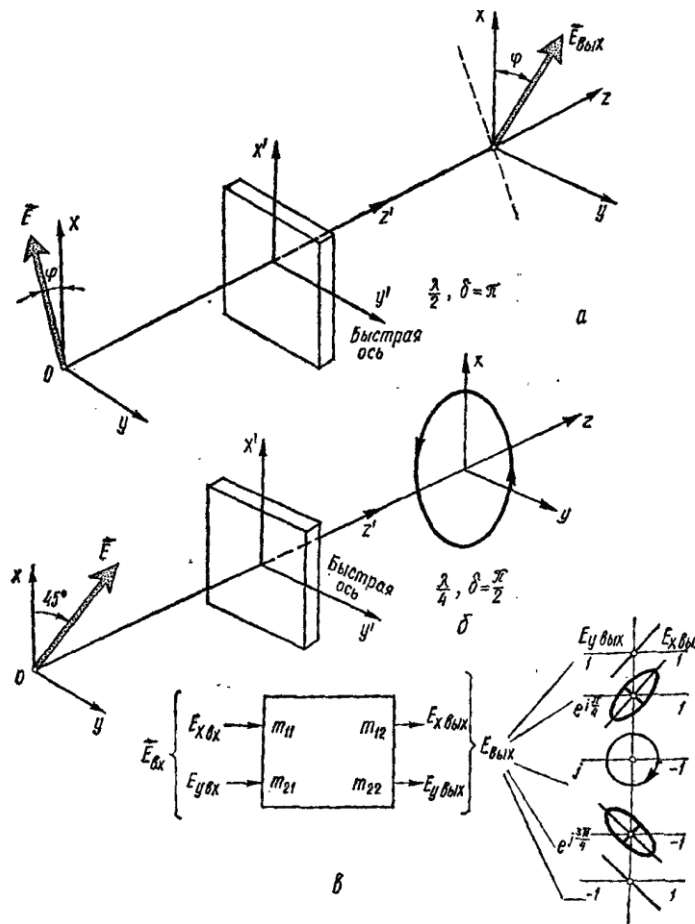


Рис. 2.6: Схема проходження лінійно-поляризованого випромінювання через пово- волновую кристаллическую пластинку под углом φ к оси ox (а), схема проходже- ния лінійно-поляризованого випромінювання, имеющего плоскость поляризации отно- сительно оси ox под углом 45° , через четвертьволновую пластинку (б) и схема поляризационного прибора с передаточной матрицей $M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$ — приборной матрицей Джоиса (в)

Дійсно, ступінь поляризації визначається як відношення інтенсивності частини випромінювання $I_{\text{поляр}}$ до повної інтенсивності $I_{\text{полн}}$ випромінювання, падаючого на фазову пластинку

$$P = \frac{I_{\text{поляр}}}{I_{\text{полн}}} = \frac{MK_{\text{ког}}M^+}{\text{Sp}(K_{\text{ког}})}, \quad (2.19)$$

де M , M^+ - матриця і Ермітова матриця фазової пластинки; $\text{Sp}(K_{\text{ког}})$ — слід когерентної матриці $K_{\text{ког}}$ інтенсивності вхідного випромінювання.

Матрицю когерентності неполяризованого випромінювання можна представити дwoяко, наприклад:

$$0,5I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = 0,5I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} + 0,5I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

Це означає, що хвиля неполяризованого випромінювання повної інтенсивності $I_{\text{полн}}$ еквівалентна двом незалежним лінійно-поляризованим хвилям з інтенсивністю

$0,5I_{\text{полн}}$ кожна і електричними векторами E_x , E_y , що хитаються в двох взаємно ортогональних площинах.

Розглянемо інше цікаве представлення матриці когерентності:

$$0,5I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = 0,25I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ -j & 1 \end{vmatrix} + 0,25I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{vmatrix}.$$

Воно означає, що хвиля неполяризованого випромінювання повної інтенсивності $I_{\text{полн}}$ еквівалентна двом незалежним поляризованим вправо і вліво по колу хвилям.

Багато завдань поляризованої оптики можна вирішити, застосовуючи метод Джонса і метод когерентної матриці. Метод Джонса особливо зручний, коли розглядається лазерне випромінювання і необхідно враховувати інтерференційні ефекти.

2.5. Теми для самостійного вивчення

Поляризація

Світло поширюється у вакуумі і в необмежених ізотропних речовинах як поперечна електромагнітна хвиля. Напруженості електричного і магнітного полів показують коливання перпендикулярно напрямку розповсюдження і взаємно ортогональні. Цей коливальний стан напруженості поля називають поперечною поляризацією. Подібна світлова хвиля, відтак, не симетрична обертанню щодо напрямку поширення. На відміну від цього, при звуковій хвилі в повітрі атоми коливаються в напрямку поширення, і така хвиля називається поздовжньо-поляризованою. Також і при поширенні світла, наприклад, в анізотропних, двічі переломлюючих середовищах або у скловолокні можуть мати місце поздовжні компоненти поля. Нижче розглядатимуться лише поперечні світлові хвилі в вакуумі й ізотропні речовини без врахування їх хвильоводних властивостей.

Види поляризації

При поперечній поляризації можливі різні форми коливань — лінійні, кругові та еліптичні.

Лінійна поляризація

При лінійній поляризації напруженість електричного поля коливається у площині, як показано на рис. 2.5.1. При цьому можливий будь-який напрямок коливань або поляризації перпендикулярно напрямку поширення.

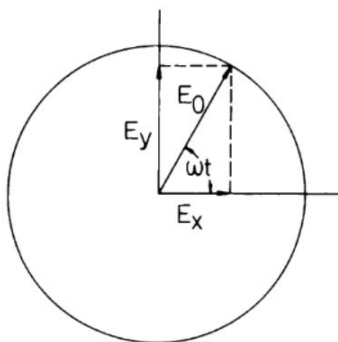


Рис. 2.5.1. Світло з круговою поляризацією складається з двох взаємно ортогональних, лінійно-поляризованих хвиль однакової амплітуди, зсунутих по фазі відносно один одного на чверть довжини хвилі ($\lambda/4$)

Сонячне світло, а також випромінювання ламп розжарювання та газорозрядних ламп — це неполяризоване світло, що означає: в світловій хвилі присутні всі напрямки коливань. Напрямки коливань можна розкласти на дві взаємно ортогональні складові. У кожному з цих напрямків поляризації буде міститися тоді 50 % інтенсивності світла. Отже, ідеальний поляризаційний фільтр пропускає 50 % неполяризованого світла.

Кругова поляризація

Поряд з лінійною поляризацією існують і інші види — кругова і еліптична поляризації. При цьому напруженість електричного поля рухається в просторі по спіралі. Кругова поляризація може складатися з двох взаємно ортогональних, лінійно-поляризованих хвиль з однаковою амплітудою (рис. 2.5.1). Обидві хвилі

повинні бути зміщені відносно один одного на чверть довжини, що забезпечується чвертьхвильовою платівкою. Хвилі в певному місці, можуть бути виражені таким чином:

$$E_x(t) = E_0 \cos wt \text{ и } E_y(t) = E_0 \sin wt$$

Як показано на рис. 2.5.1, $E_x(t)$ і $E_y(t)$ складають в цілому загальну напруженість поля E_0 , яка з напрямком E_x утворює кут wt . Цей кут збільшується з часом, так що загальна напруженість поля проходить по колу.

Еліптична поляризація

На рис. 2.5.2 показано накладення двох взаємно ортогональних, лінійно-поляризованих хвиль з різними амплітудами. При цьому має місце зміна різниці ходу між двома хвилями на 0, на восьму частку хвилі, на чверть хвилі і т. д. Якщо різниця ходу складає 0, $\lambda/2$ ($n\lambda/2$, $n = 0, 1, \dots$), то знову виникає лінійно-поляризоване світло, причому, як видно з рис. 2.5.2, виходять два напрямки поляризації. Якщо різниця становить $\lambda/4$, $3\lambda/4$ і т. д., то утворюється еліптично поляризоване світло з різними напрямками обертання площини поляризації. Якщо амплітуди рівні, то — як особливий випадок — має місце світло з круговою поляризацією (див. рис. 2.5.1). У всіх інших ситуаціях виникає еліптично-поляризоване випромінювання.

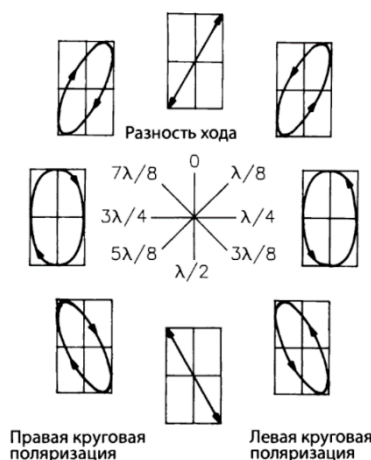


Рис. 2.5.2. В результаті накладання двох взаємно ортогональних, лінійно-поляризованих світлових хвиль з різними амплітудами виникає еліптично-або лінійно-поляризоване світло

Лінійно-поляризована хвиля може переводитися в будь-яку поляризацію, причому ця хвиля випромінюється на двояко заломлюючу кристалічну пластинку. Остання розщеплює пучок на дві лінійно-поляризованих частини, які на основі різних показників заломлення зсунуті по фазі відносно один одного. За платівкою обидві парціальні хвилі складаються в результуючу світлову хвилю, причому товщина пластинки визначає, чи світлове випромінювання матиме еліптичну, кругову або знову лінійну поляризацію.

Подвійне променезаломлення

Ізотропні, тобто аморфні, або кубічно-кристалічні речовини заломлюють промінь відповідно до закону заломлення. У разі неізотропних кристалів має місце подвійне променезаломлення. Воно може бути викликано також механічними або електричними напругами в ізотропних середовищах. Коливання, що надходить розкладається в двояко заломлюючому середовищі на два взаємно ортогональних коливальних компонента. Обидва лінійно поляризованих променя поширюються з різними швидкостями світла, тобто вони мають різні показники заломлення, як це показано на рис. 2.5.3 для оптично одновісного кристала.



Рис. 2.5.3. Залежність показника заломлення $n^o(\theta)$ і $n^e(\theta)$ від напрямку поширення звичайного (o) і незвичайного (e) поляризованого світла; $n^o = n_1$, і $n = n_2$ – наведені в таблиці 2.5.1 основні показники заломлення

Показник заломлення звичайного (англ. ordinary) променя не залежить від напрямку поширення в кристалі, як це має місце в ізотропній речовині. Показник заломлення незвичайного (англ. extraordinary) променя залежить від напрямку

поширення і представлений на рис. 2.5.3 у вигляді еліпса — у поляризаційній діаграмі, обертально-симетричною відносно оптичної осі. При поширенні світла в цьому напрямку показники заломлення для звичайного і незвичайного променів ідентичні.

Таблиця 2.5.1. Основні показники заломлення деяких кристалів для Na.

D- лінії при 589 нм

Кристал	n_1	n_2	n_3	Вид подвійного променезаломлення
Вапняний шпат	1,6584	1,4864		одновісне негативне
Корунд	1,7682	1,6598		одновісне негативне
Кварц	1,5442	1,5533		одновісне позитивне
Лід	1,309	1,313		одновісне негативне
Тростинний цукор	1,5382	1,5658	1,5710	одновісне негативне
Слюда	1,5612	1,5944	1,5993	одновісне позитивне

Площина між оптичною віссю і напрямком розповсюдження називається головним перерізом. Звичайний промінь поляризований перпендикулярно головному перерізу, а незвичайний — паралельно йому.

На межі розділу з повітрям або з іншою речовиною звичайний промінь слідує закону заломлення. У незвичайного променя хвильові фронти розташовуються вже не перпендикулярно, а злегка похило щодо напрямку променя. Напрямок нормалі вважається нормаль відносно хвильових фронтів. У незвичайного променя слід розрізняти напрям нормалі і напрям випромінювання. Для напрямку нормалі діє закон заломлення з показником заломлення незвичайного променя. Напрямок променя утворює з напрямком нормалі невеликий кут, який, наприклад, у вапняного шпату CaCO_3 складає максимум 6 градусів, але не є постійним, а залежить від напрямку нормалі. При поширенні світла паралельно або перпендикулярно до оптичної осі напрямки нормалі і напрям променя паралельні. Якщо поверхня кристалічної пластини орієнтована похило до оптичної осі, то відхилення від напрямку нормалі і напрямку променя призводить до розщеплення

неполяризованого пучка на дві ортогонально поляризованих складові. Рис. 2.5.4 демонструє нормальне падіння променя на поверхню. Напрямок нормалі незвичайного променя збігається з напрямком поширення звичайного променя.

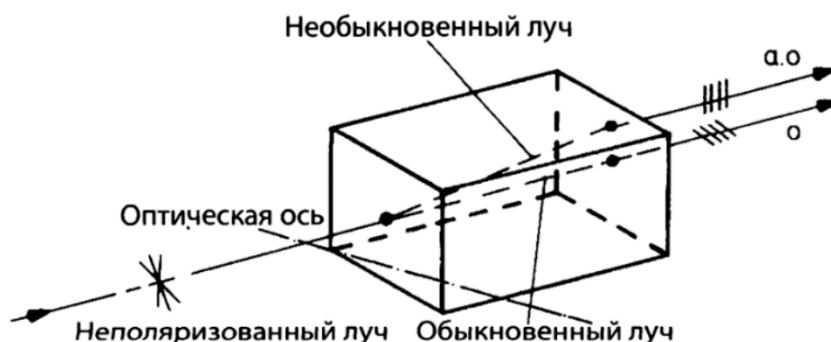


Рис. 2.5.4. Подвійне заломлення на пластинці з вапняного шпату

Відхилення напрямку променя від напрямку нормалі призводить до зміщення пучка і проявляється, наприклад, при подвоєнні частоти видимого лазерного випромінювання в нелінійних кристалах. Оскільки подібне зміщення невелике порівняно з діаметром променя, то цим ефектом цілком можна знехтувати.

Поляризатори

Лінійно поляризоване світло може генеруватися з еліптично поляризоване або неполяризоване випромінювання за допомогою дихроїчних фільтрів, на основі подвійного заломлення і віддзеркалення. Подвійнозаломлюючі чвертьхвильові пластинки створюють на основі лінійної поляризації світла кругової поляризації. Обертання площини поляризації може досягатися з допомогою півхвильових пластинок.

Дихроїчні поляризаційні фільтри

Для отримання лінійно-поляризованого світла часто використовуються дихроїчні поляризаційні фільтри. «Дихроїзм» означає виборче поглинання світла одного напрямку поляризації. Для отримання дихроїчних поляризаційних плівок в них поміщають молекули органічних барвників. Ці молекули мають поздовжню

форму і відповідну орієнтацію. Поглинання для одного напрямку поляризації стає при цьому майже 100 %, в той час як пропускання в іншому напрямку досить велике — наприклад, 45 %. В інфрачервоній області спектру застосовують поляризаційні фільтри з орієнтованих металевих волосків (віскерів), що розміщуються на підкладці методом напилення.

Поляризаційні призми

Використовувані для поляризації світла подвійнозаломлюючі призми існують в різних версіях. Часто згадувана раніше призма Ніколя (або просто «ніколь») зараз зустрічається все рідше. Призми Глана — Тейлора і Глана — Томпсона роблять з неполяризованого променя поляризований, причому цей промінь зберігає свій первісний напрямок (рис. 2.5.5 і 2.5.6). В разі іншої поляризації на межі розділу обох призм має місце повне відбивання, у результаті чого цей промінь дзеркально відбивається з ходу променів. Якщо в якості матеріалу застосовують вапняний шпат, то описані призми можуть використовуватися при довжині хвилі в діапазоні від 0,3 до 2,3 мкм.

Поляризаційні призми цілком придатні для високих потужностей, якщо між ними передбачається повітряний зазор. У традиційних призм є зазвичай шар клею, який може зруйнуватися при високих потужностях лазерного випромінювання. У разі призми Волластона неполяризований пучок розпадається на два промені, що виходять з призми під різними кутами відносно напрямку падіння. Конструктивне виконання змінного дільника пучка з призмою Глана — Тейлора показано на рис. 2.5.6

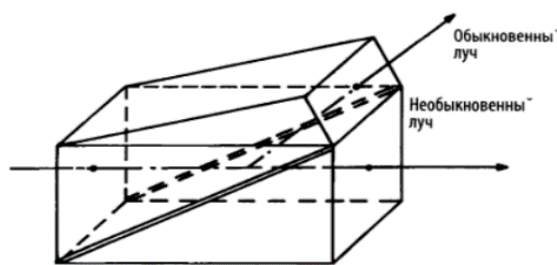


Рис. 2.5.5. Поляризаційні призми Глана — Томпсона

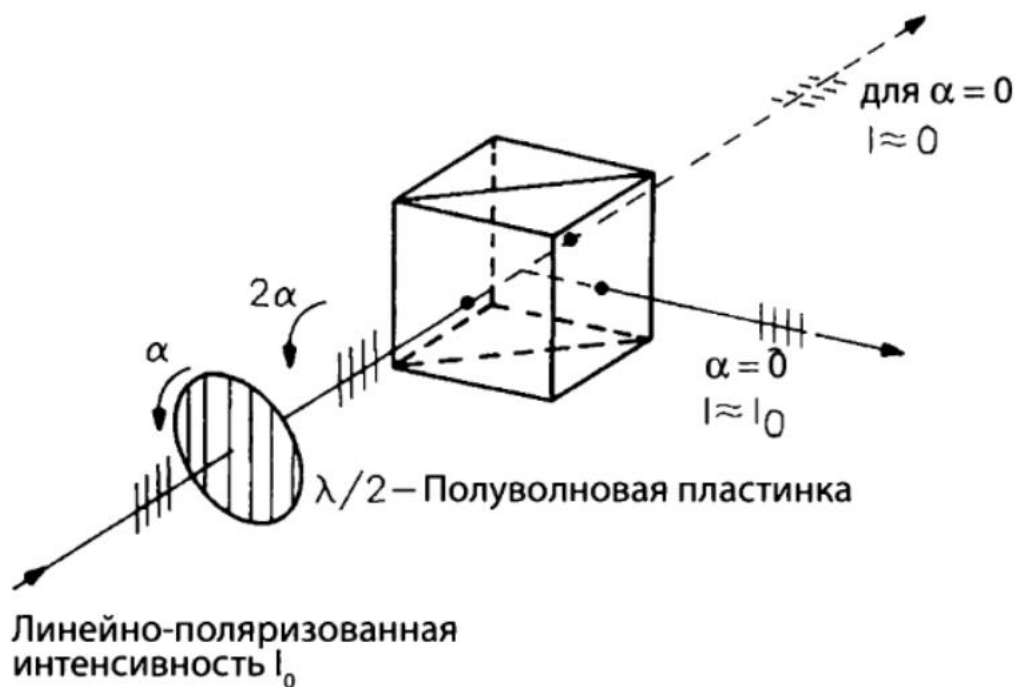


Рис. 2.5.6. Конструкція змінного, функціонуючого без втрат світлоділителя з призмою Глана — Тейлора і півхвильовою пластиною

Брюстеровські пластинки, тонкошарові поляризатори

Платівка зі скла або іншого прозорого матеріалу надає поляризуючу дію, якщо вона встановлюється під кутом до світлового променя. Як вже говорилося вище, коефіцієнти відбиття від поверхонь пластинок для ортогональної (s) і паралельної (p) поляризації різні. Якщо кут падіння дорівнює куту Брюстера, то паралельно-поляризована складова випромінювання взагалі не відбивається, так що відбите випромінювання буде повністю ортогонально - поляризованим. У будь-якому випадку коефіцієнт відбиття при ортогональній поляризації буде значно нижче 100 %, тому брюстерівська пластинка вважається поляризатором з низьким ККД. Тим не менш, такі пластинки досить часто використовуються в лазерах в якості поляризаторів, оскільки вони виявляють для паралельної поляризації зовсім незначні втрати. При невеликому посиленні активного середовища лазера такого неповного пропускання цілком достатньо для придушення ортогональної поляризації, так що лазерне випромінювання стає абсолютно паралельно-

поляризованим.

Для поліпшення поляризуючої дії бріюстеровських пластинок — наприклад, в цілях застосування їх в лазерах високого підсилення — іноді вдаються відразу до кількох пластинок, покладених одна за одною. Схожий ефект досягається і за допомогою тонкошарових поляризаторів, які, подібно діелектричному дзеркалу, складаються з декількох шарів з похилим просвічуванням.

Чвертьхвильові і півхвильові пластинки

Для генерації світла кругової поляризації використовуються чвертьхвильові пластинки з слюди або кварцу. Вони мають вісь кристала в площині шару, що підлягає маркуванню. Напрямок лінійної поляризації падаючих хвиль має бути під кутом 45° до пріорітетного напрямку. Показники заломлення в напрямку осі кристала і перпендикулярно їй різні, так що тут мають місце дві хвилі з різними швидкостями. В результаті у цих хвиль виникає різниця фаз.

Товщина вибирається з таким розрахунком, щоб різниця ходу складала чверть довжини хвилі — для отримання кругової поляризації світла (рис. 2.5.7). Повна дія може бути досягнута тільки для однієї довжини хвилі. З поляризатора з чвертьхвильовою платівкою вдається сконструювати оптичний ізолятор, який дозволяє світлу проходити в одному напрямку і пригнічує відбите світло.

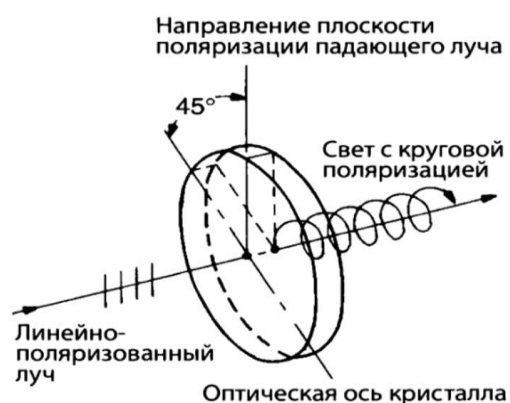


Рис. 2.5.7. Функція чвертьхвильової пластинки. У результаті поглинання лінійно-поляризованого випромінювання виникає світло з круговою поляризацією

Для обертання площини лінійної поляризації використовуються півхвильові пластинки. Шляхом повороту пластинки досягається безперервна зміна напрямку поляризації (рис. 2.5.8).

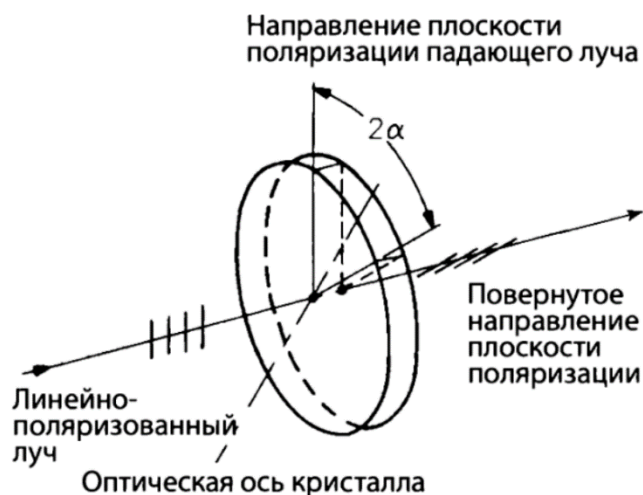


Рис. 2.5.8. Функція півхвильової пластинки. Напрямок поляризації може повертатися під будь-яким кутом 2α , причому α є кут повороту пластинки

На рис. 2.5.6. представлений функціонуючий без втрат змінний дільник пучка — подібний до того, що використовується, наприклад, в голографії. Лінійно поляризоване світло падає на поляризаційну призму, що дає в підсумку два взаємно ортогональних променя різної поляризації. Поворот півхвильової пластинки з 0 на 45° призводить до спільного повороту площини поляризації падаючого променя — з 0 на 90° . При цьому можливий будь-який безступінчастий розподіл інтенсивності між двома променями. Ще одна (не показана на малюнку) півхвильова пластинка може призвести поляризацію обох вихідних пучків до одного напрямку.

Задачі

- 2.5.1. Під яким кутом знаходяться брюстерівські вікна аргонного лазера ($n=1,52$)?
- 2.5.2. Неполяризований лазерний промінь падає на 3 поляризатора, повернених відносно один одного на 60° . Обчислити інтенсивність після першого, другого і третього фільтрів.
- 2.5.3. **(а)** Яка товщина простої чвертьхвильової пластинки з кварцу? **(б)** Функцію, подібну до чвертьхвильової пластинки, виконують і пластинки більш високого порядку, які забезпечують різницю ходу $(2k + 1) \cdot \lambda/4$ між звичайним і незвичайним променями, причому k є ціле число. Якою буде така пластинка з товщиною приблизно 0,5 мм ($n_1 = 1,5442$, $n_2 = 1,5533$, $\lambda=589$ нм, див. таблицю 2.5.1)?
- 2.5.4. Як функціонує півхвильова пластинка?
- 2.5.5. Які умови необхідно дотримуватися при встановленні чвертьхвильової пластинки для генерації світла кругової поляризації?

Методичні вказівки

При вивченні цієї теми студенти повинні: знати фундаментальні властивості лазерного випромінювання: когерентність, інтерференцію, поляризацію;

вміти записати матрицю когерентності і функцію взаємної когерентності, визначати їх фізичний зміст, робити аналіз поляризованого випромінювання за допомогою матриці.

Питання для самоперевірки

1. Властивості індукованого випромінювання.
2. Поняття про когерентність: тимчасова і просторова.
3. Запишіть матрицю когерентності і функцію взаємної когерентності. Поясніть їх фізичний зміст.
4. Інтерференція індукованого випромінювання. Інтенсивність. Кількісна міра інтерференції.
5. Поляризація, види поляризації: кругова, лінійна еліптична.

6. Пояснить квантову природу поляризації.
7. Які існують типи перетворювачів поляризації: природні і штучні. Зробіть аналіз поляризованого випромінювання за допомогою матриці когерентності. Методи матриць Джонса розрахунку поляризації. Приклади розрахунку при зсуві фази випромінювання з YU2 та $\lambda/4$ - пластинками.

Тема 3. ВІДКРИТІ ОПТИЧНІ РЕЗОНАТОРИ ТА ДЗЕРКАЛА

3.1. Елементарна теорія відкритого резонатора

Ідеальний відкритий резонатор оптичного діапазону довжин хвиль являє систему відбиваючих поверхонь, в якій можуть збуджуватися електромагнітні коливання високих частот. У найпростішому випадку це два дзеркала з плоскою, сферичною або параболічною поверхнею, віддалені одне від одного на відстань від 0,1 мм до 5 м. Основне призначення відкритого резонатора оптичних генераторів підсилювачів – створювати когерентне вихідне випромінювання та здійснювати позитивний зворотний зв'язок за допомогою якого створене вимушене випромінювання багаторазово проходить через активне середовище. Цьому призначенню задовольняє інтерферометр Фабри-Перо, який в 1956 р. для цих цілей застосував А. М. Прохоров. Незважаючи на те що інтерферометр Фабри-Перо використовується фізиками в дослідженнях спектрального складу випромінювання близько ста років, теорію оптичного резонатора детально розглянули А. Фокс та Т. Лі тільки 1962 р., коли це було необхідно для створення позитивного зворотного зв'язку в квантових генераторах.

Теоретичне дослідження електромагнітного поля в резонаторі показало, що його можна представити у вигляді подовжньої поперечної структури і розкласти в ряд по деякій системі функцій хвильових рівнянь, що мають індекси m , n , q , однозначно пов'язаних певною системою координат. Кожен доданок цього ряду відповідає певному типу коливань – моді TEM_{mng} (transverse electromagnetic), тобто стаціонарній картині - стоячій світловій хвилі, що встановилася у відкритому резонаторі після великого числа проходів. Розрізняють подовжні моди (основні моди) - аксіальні індексом $00q$, TEM_{00q} , поперечні моди TEM_{mno} . В типовому відкритому резонаторі зазвичай $q \sim 10^6$, тоді як $m, n \sim 1...4$. Поперечні індекси визначають число змін знаку поля на поверхні дзеркала

Залежно від геометрії резонатора і величини накачування мають місце як регулярні, так нерегулярні режими збудження великої кількості мод різних

порядків. В резонаторі одночасно присутні коливання $n(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$ типів на одиницю об'єму. Наприклад, рубіновим ОКГ кристалом завдовжки 8 см діаметром 0,6 см у режимі вільної генерації збуджуються подовжні коливання приблизно $2,3 \cdot 10^5$ типів.

Для математичного опису мод вимушене випромінювання, корисне випромінювання, що виходить назовні, можна вважати збуренням для електромагнітного поля усередині резонатора.

Теорія резонатора Фабри-Перо припускає наявність деяких ідеальних умов. Найбільш важливих із них: активна речовина лазера повинна мати осьову симетрію, бути оптично однорідною ізотропною. Насправді, якщо навіть активні речовини однорідні в незбудженому стані, то їх збудження системою накачування, як правило, робить неоднорідним. Також необхідно враховувати припущення про незалежність різних типів ортогональних мод. Насправді ж, відхилення від ідеальних умов, облік поляризованості активної речовини призводять до взаємодії між модами, тобто передачі енергії від однієї моди до іншої. При цьому у добре сфазированому резонаторі, що не має втрат, для кожної поперечної моди TEM_{mnp} , поле хвилі при проходженні від одного дзеркала до іншого і поверненні назад повинно мати одну і ту саму фазу та амплітуду. Для кожної поперечної моди TEM_{mnp} , існує послідовність подовжніх мод, для яких фазовий зсув дорівнює $\phi = 2\pi$. Остання обставина є важливою при розрахунках дифракційних втрат на дзеркалах інтерферометра Фабри-Перо. Щоб уявити роботу резонатора з активною речовиною, розглянемо подовжній тип коливань.

Ансамбль атомів, збуджений накачуванням в активній речовині лазера, призводить до посилення хвилі електромагнітного поля. Цей квантовий процес лавинно розвивається, тому що збуджені атоми спонтанно індуковано випромінює фотони. Фотон, що випромінює будь-який з атомів, змушує сусідній атом випустити також фотон, і т. д. т. п. Потік квантів лазерного випромінювання переміщується між дзеркалами резонатора. Коли енергія випромінювання стає більшою сумарних втрат енергії резонатора, частина індукованого випромінювання виходить з резонатора через дзеркало, у якого коефіцієнт відбиття менше одиниці ($r_2 < 1$).

Оскільки лазер працює в резонансному режимі, то відбувається резонансне звуження спектральної лінії, тобто випромінювання на центральній (резонансній) частоті індукованого переходу посилюється, випромінювання на найближчих частотах зменшується. Інша частина фотонів, що рухаються не паралельно головній оптичній осі резонатора, покидає його, минувши дзеркала. Між дзеркалами поширюються дві електромагнітні хвилі: та що падає на дзеркало і відбита від нього. Інтерферуючи між собою, вони, залежно від амплітуди і фази, посилюють або послабляють одна одну. Щоб електромагнітні хвилі посилювалися і резонатор був здатний збуджувати коливання власної частоти, необхідно на довжині резонатора в просторі між дзеркалами розмістити цілу кількість півхвиль $\frac{1}{2}\lambda_0$ таких коливань:

$$2\frac{L}{\lambda_0} = q, \quad (3.1)$$

де q – ціле число (індекс подовжньої моди). В цьому випадку фаза відбитої хвилі повинна співпадати з фазою хвилі, що падає, амплітуда коливань на поверхні дзеркал має дорівнювати нулю. Інакше хвиля випромінювання частково проходить за межі дзеркала. Така система дзеркал здатна створювати резонанс подовжніх коливань поля з власними частотами; $Vq = q\frac{c}{2L}$. Очевидно, що для подовжніх коливань цієї поперечної моди умова утворення власних частот записується так:

$$Vq = q\frac{c}{2L\cos\theta}, \quad (3.2)$$

де θ - кут поширення подовжніх коливань цієї поперечної моди (расходимость).

Для m - ой поперечної моди кут поширення фронту хвилі:

$$\cos\theta m = \frac{q-m}{q} \text{ при } m \ll q.$$

Вважаючи $\sin\left(\frac{\theta m}{2}\right) \sim \frac{\theta m}{2}$, маємо

$$\cos\theta m \sim 1 - \left(\frac{\theta m}{2}\right)^2 = 1 - \frac{m}{q};$$

Разом:

$$\Delta\theta m = \sqrt{\lambda/L} (\sqrt{m+1} - \sqrt{m}); \Delta\theta n = \sqrt{\lambda/L} (\sqrt{n+1} - \sqrt{n}); m \ll q; n \ll q \quad (3.3)$$

При невеликих значеннях m, n енергія поля зосереджена посередині дзеркала і швидко спадає до нуля на краю дзеркала. Чим більше індексів m, n , тим більше дифракційні втрати (рис. 3.1). Запізнювання фази країв дзеркала порівняно з центром складає малу долю довжини хвилі. І на діаметрі дзеркала укладається безліч довжин хвиль. Звідси витікає, що кривизна фронту хвилі мала.

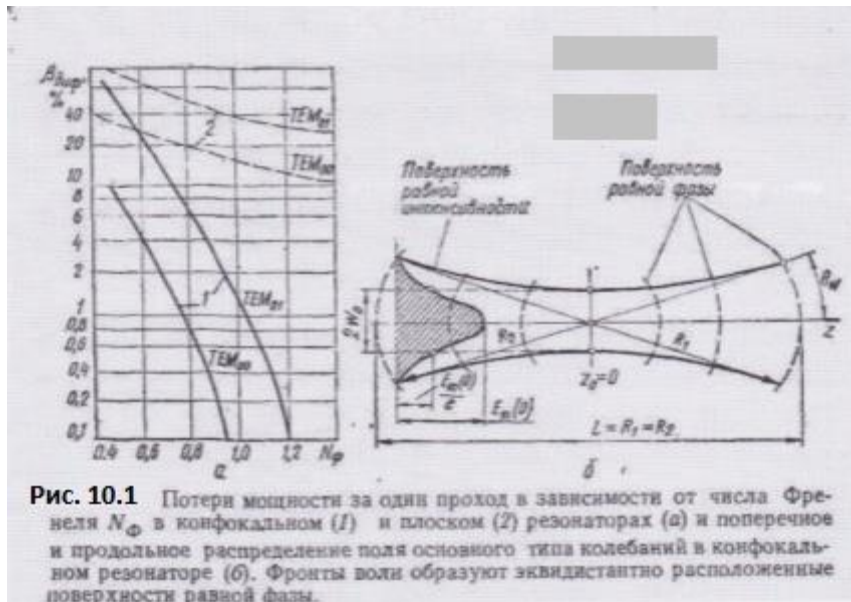


Рис. 10.1 Потери мощности за один проход в зависимости от числа Френеля N_F в конфокальном (1) и плоском (2) резонаторах (а) и поперечное и продольное распределение поля основного типа колебаний в конфокальном резонаторе (б). Фронты волн образуют эквидистантно расположенные поверхности равной фазы.

Рис. 3.1.

Насправді, спектр власних коливань більш складний і, незважаючи на простоту оптичної схеми резонатора, в ньому відбуваються складні процеси: посилення і втрати енергії індукованого випромінювання; затягування резонансних частот, утворення спектру випромінювання. Наприклад, для конфокального резонатора, для якого $R_1 = R_2 = L$, резонансні частоти:

$$V_{mnq} = \frac{c}{4L(2q + 2m + n + 1)}. \quad (3.4)$$

Поля усередині такого резонатора є суперпозицією двох хвиль нових пучків, що поширюються одна назустріч одній. Поверхня постійної фази представляє частину сфери, радіус якої змінюється від нескінченності фокальної площини до радіусу дзеркала. Пучки когерентного випромінювання, що поширюються між дзеркалами, є гаусовими, оскільки поперечний розподіл амплітуди поля для основного коливання (внаслідок дифракційних втрат) має гаусовий профіль, мають найбільш високу напрямленість. Поверхні рівної інтенсивності поля мають вигляд

гіперболоїда обертання, вісь якого співпадає з віссю резонатора (рис. 3.1, б). У точці $z=0$ спостерігається мінімальний переріз гіперболоїда радіусу W_0 , так звана "перетяжка пучка". Асимптоти його розташовані під кутом:

$$\theta_w = \mp \frac{\lambda}{\pi W_0}. \quad (3.5)$$

У ближній зоні поля на відстані від перетяжки пучка $Z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda_0}$, що називається радіусом дифракційної розходимості, переріз гаусового пучка визначається діаметром $2W_0$.

Розподіл інтенсивності поля в поперечному і подовжніх напрямках визначається комплексним параметром кривизни:

$$\frac{1}{R_0} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda_0}{\pi W(z)^2}, \quad (3.6)$$

де $R_z = z \left[1 + \frac{n W_0^2}{\lambda_0 z} \right]$ – радіус кривизни поверхні постійної фази, $W_z = W_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda_0 z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}$

радіус перерізу пучка.

Дійсна частина комплексного параметра $1/R_0$, визначає розходимість гіперболоїда, а уявна - концентрацію енергії в пучку. Реальний резонатор з активним середовищем відрізняється від ідеальної моделі наявністю оптичних неоднорідностей, нерівномірним розподілом енергії накачування, погрішностями юстирування дзеркал, втратами запасеної енергії. Коефіцієнти відбиття кращих прецизійних дзеркал з багат шаровими діелектричними покриттями складають близько 99,8%. Умови резонансу виконуються для невеликої смуги частот $\Delta \nu_p$ поблизу кожної з власних частот ν_{mnq} . На дзеркалі, у якого коефіцієнт відбиття $r \neq 1$, відбувається часткове гасіння енергії коливань і виведення частини її за межі резонатора. По суті справи, це та корисна доля енергії, для якої розробляється лазер. Резонансний характер коливань зберігається, але власні частоти, дещо "розмазуються" в межах смуги випромінювання $\Delta \nu_0$. Можливі два випадки: ширина атомної спектральної лінії $\Delta \nu_N$ менше відстані між двома сусідніми власними частотами $\Delta \nu_N \leq \Delta \nu$, де $\Delta \nu = \nu_{q+1} - \nu_q$. В цьому випадку випромінювання буде

квазімонохроматичним, оскільки спочатку за рахунок спонтанного випромінювання спостерігається генерація випромінювання в усьому контурі спектральної лінії. Проте резонатор вирізує вузьку смугу частот $\Delta\nu_p$, коливання якої зазнають найбільшого посилення, що при багатократному проходженні енергії в резонаторі призведе до домінування моди частоти $\nu_q = \nu_0$ над усіма сусідніми коливаннями. Спонтанне випромінювання, нагрів елементів конструкції резонатора, тремтіння і неоднорідність покриття дзеркал створюють відхилення випромінювання від монохроматичного. У другому випадку в смузі спектральної доплерівськи розширеної лінії контуру підсилення $G(\nu)$ знаходиться декілька власних частот резонатора, тобто $\Delta\nu d > c/2L$ (рис. 3.2). Утворюється багатомодовість поперечної структури випромінювання електромагнітного поля, причому характер багатомодовості залежить від дифракційних втрат.

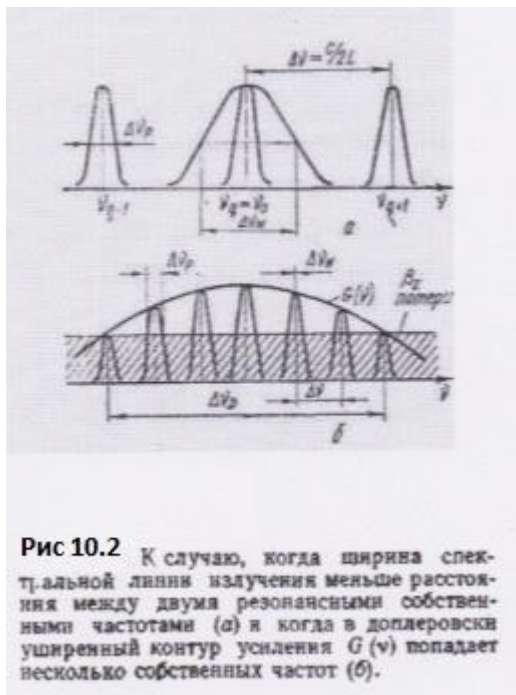


Рис. 3.2.

А. При проходженні випромінювання через активне середовище частина випромінювання розсіюється на неоднорідностях активного середовища. Це так звані дисипативні втрати. При цьому послаблення за один прохід можна оцінити так:

$$V_{\text{дис}} = e^{-2k_p L},$$

Де k_p - коефіцієнт розсіювання; L - довжина резонатора.

Б. Відбиття від дзеркала супроводжується втратами в дзеркалах резонатора, частковим розсіюванням, поглинанням при проходженні випромінювання через дзеркало. Величина цих втрат оцінюється так:

$$\beta_{\text{зер}} = \frac{(1-r_1)(1-r_2)}{2L}, \quad \text{де } r_1, r_2 - \text{коефіцієнти відбиття дзеркал.}$$

В. Дифракційні втрати неминуче виникають при відбитті плоскої хвилі від дзеркал. В результаті дифракції відбувається поширення хвилі в межах деякого малого кута $\theta_{\text{диф}}$. Тому частина енергії, залежної від кута $\theta_{\text{диф}}$ і амплітуди хвилі на краю дзеркала, втрачатиметься при кожному відбитті. Інші втрати обумовлені втратами на торцях активного середовища, на випромінювання через стінки резонатора, через непаралельності дзеркал і т. д. Усі втрати, окрім дифракційних, майже не залежать від поперечної структури поля. Дифракційні ж втрати ростуть зі збільшенням поперечних індексів мод m, n . Тому, якщо яким-небудь чином зменшити ці втрати, то можна добитися генерації однієї основної моди. Як показали дослідження, величина дифракційних втрат залежить від числа Френеля:

$$N\phi \cong \frac{a^2}{\lambda_0 L} - \text{де } a - \text{радіус круглого дзеркала.}$$

Для конфокального резонатора, утвореного двома сферичними дзеркалами з радіусами кривизни рівними довжині резонатора, розташованими на одній осі дзеркал $R_1=R_2=L$, залежність втрат від числа Френеля має вигляд, приведений на рис. 3.1, а.

Повні втрати в резонаторі складатимуться з дифракційних втрат, дисипативних втрат, втрат на торцях активного середовища і дзеркалах. Повні втрати можна умовно представити як внутрішні і зовнішні втрати, які визначаються з моменту проходження енергії через вихідне дзеркало. Тоді на першому дзеркалі при $L=0$ комплексна амплітуда напруженості поля циркулюючої в резонаторі енергії за повний його перехід (дві довжини резонатора) зміниться

$$E_m(0) e^{j\omega_0 t_0} = r_1 r_2 e^{-2\beta_{\text{дис}} L} e^{-2\beta_{\text{диф}} L} E_m(2L) e^{j(\omega_0 t_0 + \Delta\phi)} \quad (3.7)$$

Режим коливань в резонаторі з активним середовищем буде стаціонарним, якщо амплітуди поля на початку і у кінці повного проходу будуть однаковими: $E_m(2L)$.

Тоді

$$r_1 r_2 e^{j\Delta\phi} e^{2L(G_0 - \beta)} = 1,$$

де $\Delta\phi = \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2$ - зсув фази хвильового фронту на дзеркалах; $\beta = \beta_{\text{дис}} + \beta_{\text{диф}}$ - внутрішні втрати в резонаторі; t_0 - час повного проходу енергії.

Стаціонарний режим буде здійснений, якщо будуть виконані умови:

1) балансу фази хвилі $(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2) = 2\pi q$, яка означає, що фазовий зсув при відбитті хвилі від двох дзеркал для стаціонарного режиму коливань має бути кратним 2π ($q = 0; 1; 2; \dots; \pi$);

2) баланси амплітуд

$$r_1 r_2 e^{2L(G_0 - \beta)} = 1; \text{ або } (G_0 - \beta) = \frac{1}{2L} * \ln * \frac{1}{r_1 r_2}.$$

Генерація випромінювання лазером можлива, коли коефіцієнт квантового посилення G_0 компенсує втрати в резонаторі, або коли коефіцієнт квантового посилення більше внутрішніх втрат резонатора на величину втрат енергії на дзеркалах. Це є умовою самозбудження оптичного квантового генератора:

$$G_0 \geq \beta + \left(\frac{1}{2} * L\right) \ln * \frac{1}{r_1 r_2} = \beta_{\Sigma} \quad ; \quad (3.9)$$

$$\beta_{\Sigma} = \beta_{\text{дис}} + \beta_{\text{диф}} + \beta_{\text{зер}}.$$

Оскільки відомі сумарні внутрішні втрати β_{Σ} резонатора, можливо визначити ширину резонансного контуру:

$$\Delta\nu_p = \beta_{\Sigma} \frac{c}{2\pi L}.$$

Ширину спектральної лінії випромінювання $\Delta\nu N$, для якої умови самозбудження є найкращими, можна розрахувати, якщо відома ширина спектральної кривої резонатора $\Delta\nu_p$ і вихідна потужність генерації індукованого випромінювання $P_{\text{вих}}$:

$$\Delta\nu N = \frac{8\pi h\nu_0 \Delta\nu^{2p}}{P_{\text{вих}}}.$$

На закінчення доречно дати визначення добротності - найважливішої характеристики резонатора, яка, строго кажучи, різна для різних мод резонатора. Відношення електромагнітної енергії, запасеної в резонаторі $E_{рез}$ до середньої енергії, втраченої їм за $1/2$ періоди коливання - класичне визначення добротності резонатора:

$$Q = 2\pi \nu_0 E_{рез} / P_{ср} = 2\pi L / \beta \sum \lambda_0,$$

де $E_{ср рез.}$ - середня потужність, втрачена в резонаторі. На рис. 3.3 приведені основні типи активних резонаторів, які найчастіше застосовуються при роботі квантових приладів. Слід зазначити, що конфокальний резонатор має деякі переваги перед іншими, дифракційні втрати у нього менші, його легше настроїти, ніж резонатор з плоскими дзеркалами або призмовими.



Рис. 3.3.

3.2. Елементи оптичних схем лазерів

Освітлювачі.

Для підвищення ефективності накачування лампу і активну речовину поміщають в освітлювач (рис. 3.4). Ефективність світлопередачі освітлювача далека від ідеальної. Втрати в освітлювачі складають від 30 до 70%, що в основному і

обумовлює низький к.к.д. (0,1...1,5%) твердотілих лазерів. Найбільший к.к.д. (близько 1,5%) можна отримати, застосовуючи освітлювач, показаний на рис. 3.4, а, і ниткоподібну лампу накачування.

У групі освітлювачів з лампою накачування, розташованій на осі активної речовини, максимальна ефективність досягає 56% (рис. 3.4, б), а у інших освітлювачів цієї групи вона не перевищує 50%. Освітлювачі, показані на рис. 3.4, в, г, мають обмежене застосування, оскільки отримання високого коефіцієнта відбиття в них пов'язане зі значними технологічними труднощами. Допустимий рівень енергії накачування не перевищує 25 Джоулів.

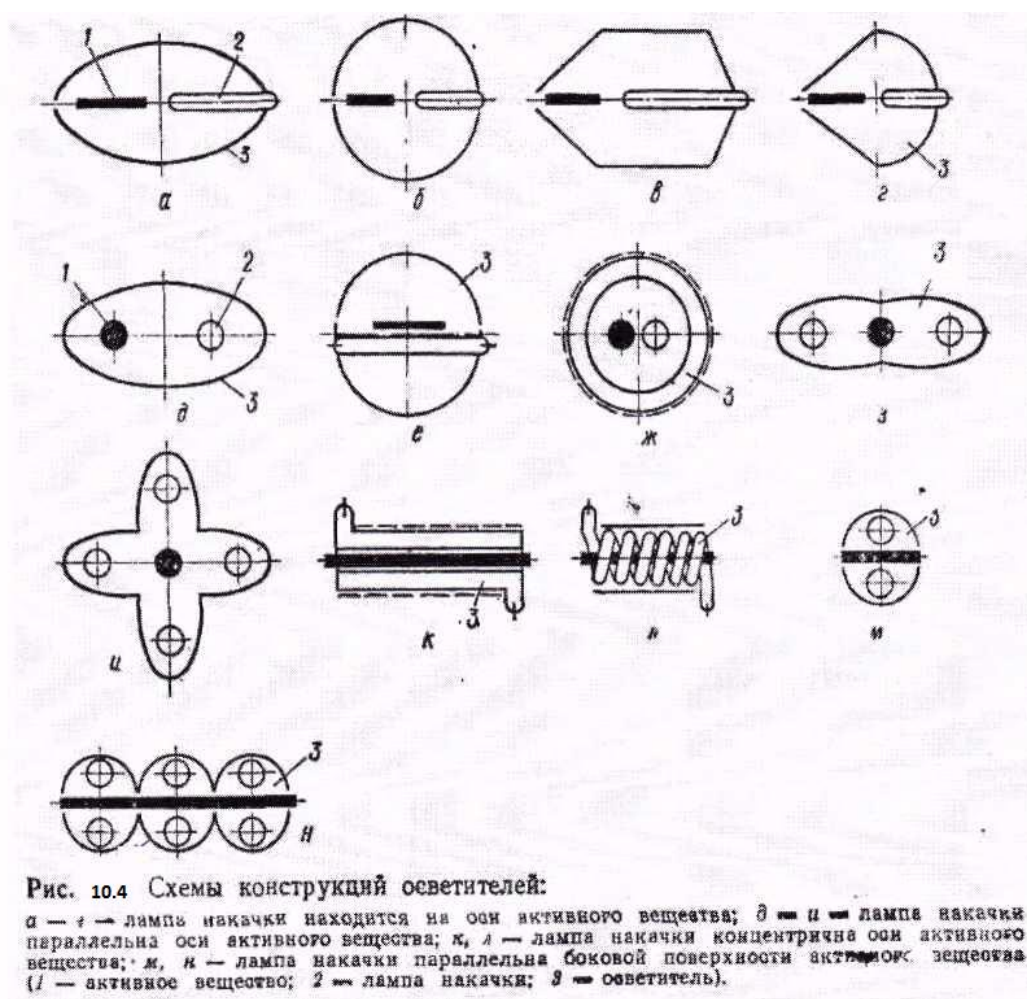


Рис. 3.4.

На рис. 3.4 д, е, ж представлені схеми двох ефективних освітлювачів, що отримали найбільш широке застосування (освітлювачі з "щільною упаковкою"). Для освітлювача з перерізом у вигляді еліпса (рис. 3.4, д) ефективність світлопередачі:

$$\eta_{\text{осв}} = R_1/R_2 \text{ при } R_2/R_1 \leq \frac{1-e}{1+e};$$

$$\eta_{\text{осв}} = 1 \text{ при } R_2/R_1 \geq \frac{1-e}{1+e},$$

де R_1, R_2 - радіуси лампи накачування і активної речовини; e - ексцентриситет еліпса. Максимальні значення $\eta_{\text{осв}}$ досягають 75%.

Для освітлювача, показаного на рис. 3.4, ж, ефективність світло передачі $\eta_{i \rightarrow a} = r_{\text{по}} S_a / S_{i \rightarrow a}$, де $r_{\text{по}}$ - коефіцієнти відбиття стінок; S_a - площа бічної поверхні активної речовини; $S_{\text{осв}}$ - площа поверхні освітлювача.

На рис. 3.4, з, и представлені схеми освітлювачів, утворених декількома еліптичними циліндрами. Такі освітлювачі застосовуються в лазерах з великою вихідною енергією. Зі збільшенням кількості ламп накачування відносна величина енергії зростає, проте загальна ефективність освітлювача знижується. Оптимальна кількість ламп накачування $N_{\text{opt}} = R_2 n / R_1$.

Застосування освітлювача, показаного на рис. 3.4, забезпечує відносно високий к.к.д. (до 5%). Допустима величина енергії накачування досягає 1000 Джоулів. На рис. 3.4, м, н надані схеми освітлювачів для активних тіл прямокутного перерізу. Освітлювач на рис. 3.4, н застосовується в схемах накачки лазерів з високою імпульсною потужністю та в каскадах оптичних квантових підсилювачів.

Дзеркала.

У лазерній техніці знайшли застосування дзеркала з металевими і діелектричними відбиваючими покриттями. Дзеркала з металевими відбиваючими покриттями мають істотні недоліки; відбивна здатність металів мала і складає 70...90%; покриття мають малу стійкість до світлового випромінювання і мають малу механічну міцність. Так, наприклад, при щільності енергії 50...80 Дж/см² срібні покриття починають відшаровуватися від скляної підкладки після 50...2000 спалахів.

Коефіцієнт відбиття у діелектриків значно менший, ніж у металів (для скла з показником заломлення $n = 1,5$ коефіцієнт відбиття складає усього 4%), проте використання багат шарових відбиваючих діелектричних покриттів дає можливість отримувати коефіцієнти відбиття більше 99%. Діелектричні дзеркала складаються з

великого числа (13... 17) шарів двох діелектриків (з високим і низьким показниками заломлення), розташованих поперемінно. Необхідно, щоб товщина діелектричного покриття дорівнювала $\Delta = \lambda_0 n_k / 4$, де n_k - число шарів покриття.

Непарні шари роблять з діелектриків з високим показником заломлення; сульфідів цинку і сурми, оксидів титану, цирконію, гафнію, торію, свинцю, парні шари - з матеріалу з низьким показником заломлення (фторидів магнію, стронцію, двоокису кремнію). Переваги діелектричних покриттів можна реалізувати лише при високоякісному виготовленні підкладки. Для отримання коефіцієнта відбиття більше 99% для $\lambda_0 = 0,7$ мкм висота мікронерівностей не повинна перевищувати 0,005 мкм. Стійкість діелектричних покриттів до світлового випромінювання залежить від числа шарів, температури підкладки при нанесенні діелектриків, чистоти початкових матеріалів і від орієнтації монокристалів.

Резонансні відбивачі.

У ряді випадків як вихідне дзеркало резонатора використовують резонансні відбивачі, являють собою набір ("стопу") плоскопаралельних пластин з показником заломлення n , розділених повітряними проміжками. Максимальний коефіцієнт відбиття системи, що складається з m пластин, дорівнює

$$r_{\max} = \left(\frac{1 - n^{2m}}{1 + n^{2m}} \right)^2.$$

Слід зазначити, що товщина пластини, як і товщина повітряних проміжків, дорівнюють цілому неточному значенню $\lambda/4$. Для набуття розрахункового значення коефіцієнта відбиття при виготовленні резонансного відбивача необхідно, щоб пластини відрізнялися по товщині не більше, ніж на $\lambda/8$. Зміна товщини пластин, викликана зміною температури, призводить до зміщення частоти. Резонансні відбивачі мають високу стійкість до світлового випромінювання, визначувану порогом руйнування металу пластин.

Призми-дахи в резонаторах лазера дозволяють відмовитися від покриттів і використати явище повного внутрішнього відбиття. Це дає ряд істотних переваг:

збільшує допустиму щільність енергії в резонаторі ОКГ, визначувану порогом руйнування матеріалу призми, сприяє вирівнюванню щільності лазерного випромінювання по перерізу активної речовини. Величина втрат при відбитті залежить від матеріалу призми і складає 4...9%.

Резонатор з оптичними елементами, що входять в нього, внаслідок багатократного проходження в ньому електромагнітного поля, як оптична система еквівалентний послідовності тонких лінз з однаковими фокусними відстанями. Було запропоновано застосувати також матричний метод розрахунку для будь-яких елементів в параксіальному наближенні в складних оптичних схемах.

3.3. Характеристики часового та просторового формування випромінювання

Часовими характеристиками лазерного випромінювання є тривалість генерації і частота слідування імпульсів випромінювання. Класифікувати часові режими роботи лазерів можна таким чином: безперервний режим; поодинокого мілісекундного імпульсу (пічковий режим); періодичний імпульсний режим; режим з модуляцією добротності (режим велетенських імпульсів); режим пікосекундних імпульсів.

Типові для мілісекундного режиму роботи лазера тривалості імпульсів лежать в межах 0,1...1 мс. У багатьох випадках форма такого імпульсу не є гладкою, а є релаксаційними коливаннями і складається з серії пічків мікросекундної тривалості, причому, амплітуда пічків і відстань, між ними безладно флюктуують (рис. 3.5). Такий режим випромінювання характерний для активних елементів, як рубін або скло, активоване неодимом. У разі охолодження рубіна до температури рідкого азоту релаксаційні коливання практично зникають. Для деяких активних речовин режим хаотичних пульсацій не спостерігається, наприклад, в кристалі $CaF_2:S_m^{2+}$. Це пов'язане з малим часом життя метастабільного рівня цього матеріалу (10^{-6} с).

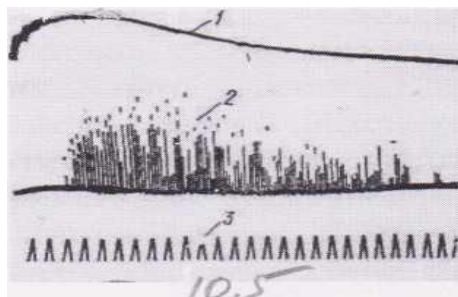


Рис. 3.5. Випромінювання імпульсного лазера: імпульс накачки (1); пічковий режим випромінювання лазера (2); калібровка (3).

Існує ще один часовий режим роботи лазера з тривалістю мілісекунди - випромінюваного імпульсу - це імпульсний періодичний режим. Частота генерації лазера на рубіні досягає 50 Гц, а лазера на ітрій-алюмінієвому гранаті, активованому неодимом, - близько 1000 Гц. Отримання періодичного мілісекундного режиму значною мірою залежить від ефективності охолодження активного середовища. При використанні методів модуляції добротності можна отримати імпульси тривалістю від 10 до 1000 нс. Цей режим роботи лазера носить назву режиму велетенських імпульсів. Отримання коротших імпульсів пікосекундної тривалості ($10^{-11} \dots 10^{-12}$ с) з потужністю випромінювання $10^{12} \dots 10^{13}$ Вт можливо за допомогою методу синхронізації (рис. 3.6). Синхронізація мод здійснюється періодичною модуляцією добротності резонатора при генерації велетенського імпульсу. Динаміка процесу складається з двох етапів: на протязі першого етапу тривалість імпульсу скорочується через збільшення кількості сфазованих мод, впродовж другого імпульси розширюються за рахунок розфазування мод через дисперсії середовища усередині резонатора. Частота модуляції підбирається рівною $\frac{c}{2L}$.

Просторовий розподіл випромінювання лазера залежить від розподілу електромагнітного поля, збудженого усередині резонатора. Тому просторові характеристики значною мірою залежать від конкретного виду резонатора. Розподіл щільності випромінювання в перерізі пучка є суперпозицією інтенсивностей випромінювання, характерних для кожної моди. Кожній конкретній моді відповідає свій розподіл інтенсивності по перерізу пучка.

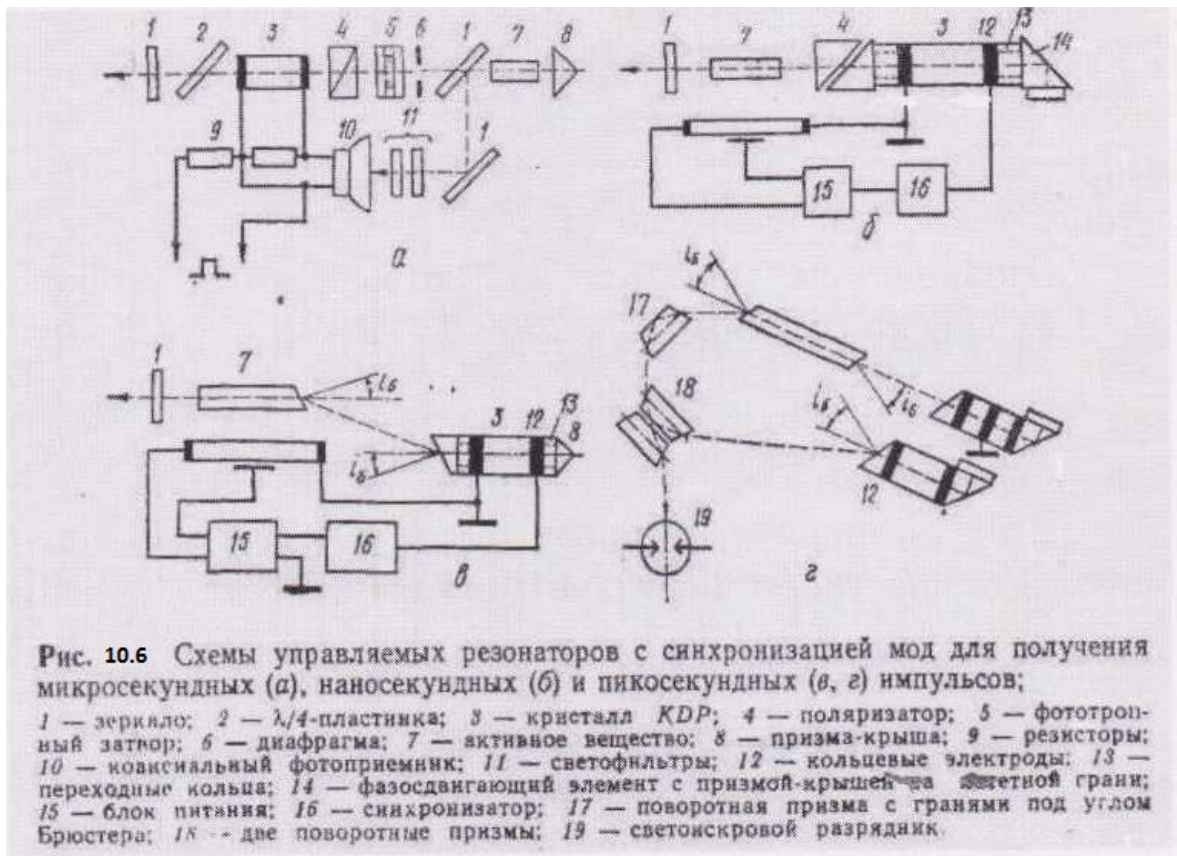


Рис. 3.6.

У плоскопараллельному резонаторі з круглою апертурою дзеркал найбільший інтерес представляє одномодовий режим (мода TEM₀₀), в якому вихідне випромінювання є просторово однорідним і який має найкращі властивості для фокусування. Просторовий розподіл інтенсивності випромінювання моди TEM₀₀ описується функцією Гауса.

Просторовий розподіл на виході газового лазера має яскраво виражений модовий склад, який можна легко спостерігати при проектуванні поперечного поля на екран (рис. 3.7). Вихідне випромінювання твердотілих лазерів має складний просторовий розподіл. Воно, як правило, досить нерегульоване і дає картини, по яких неможливо встановити модову структуру.

Типовий просторовий розподіл інтенсивності променя рубінового лазера представлений на рис. 3.8. Вихідне випромінювання складається з багатьох мод, на які роблять вплив на різні неоднорідності структури активної речовини. Внаслідок існування цих неоднорідностей просторовий розподіл випромінювання

твердотілих лазерів не піддається точному математичному опису. В цьому випадку говорять про розходимість випромінювання лазера (кутову розходимість). Типові значення розходимості випромінювання для різних типів лазерів наступні: газового He - Ne, $\gamma = 0,2 \dots 1$ мрад, газового CO₂ 1, 1...4 мрад, твердотілого рубінового і на склі з неодимом, - 0,5... 10 мрад, на YAG $\gamma = 2 \dots 20$ мрад і найбільша величина розходимості у напівпровідникового GaAs лазера 20... 400 мрад. Розходимість і спектр випромінювання залежать від числа одночасного збуджених мод резонатора. Якщо подавити поперечні моди TEM_{m,n} окрім основної – подовжньої, то можна зменшити розходимість лазера до дифракційної межі. Мінімальна ширина спектру виходить, коли генерація відбувається на одній аксіальній моді. Існує мінімальне значення кутової розходимости, що визначається дифракцією

$$\gamma_{\text{диф}} \approx 1,22 \frac{\lambda_0}{d_{\text{л}}},$$

де $d_{\text{л}}$ - діаметр променя, см.

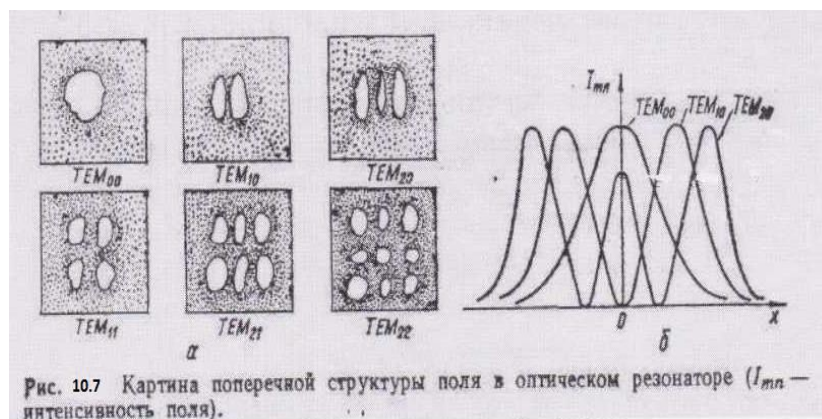


Рис. 3.7.

У пучку випромінювання твердотілого лазера розрізняють ближню і далеку зони (рис. 3.8, б). У ближній зоні просторовий розподіл інтенсивності в промені такий, як і на вихідній апертурі лазера, і розходимість променя мала.

Ці умови зберігаються на відстані порядку $D/10$, де

$$D \approx \frac{d_{\text{л}}^2}{2\lambda_0}.$$

На великих відстанях кутова розходимість збільшується внаслідок дифракції і в далекій зоні ($\sim 10D$) зростає приблизно до удиф.

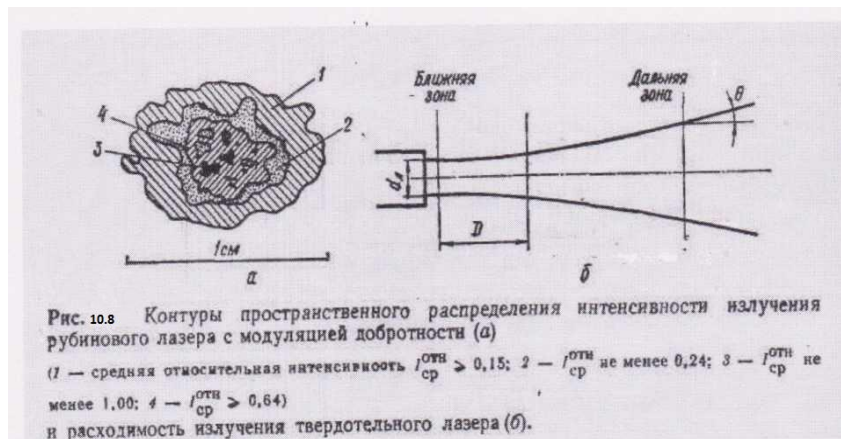


Рис. 3.8.

3.4. Методи і схеми селекції мод.

Резонатор лазера характеризується числом Френеля $N\phi$ при зменшенні якого дифракційні втрати різних типів коливань зростають, збільшується відмінність у втратах для основного типу коливань і коливань більш високих порядків. Селекція типів коливань полягає в створенні умов, при яких стає можливим зменшення числа Френеля. При цьому зростають втрати для небажаних мод, тобто відбувається розділення дифракційних втрат для різних типів коливань (рис. 3.9) і усунення небажаних з них.

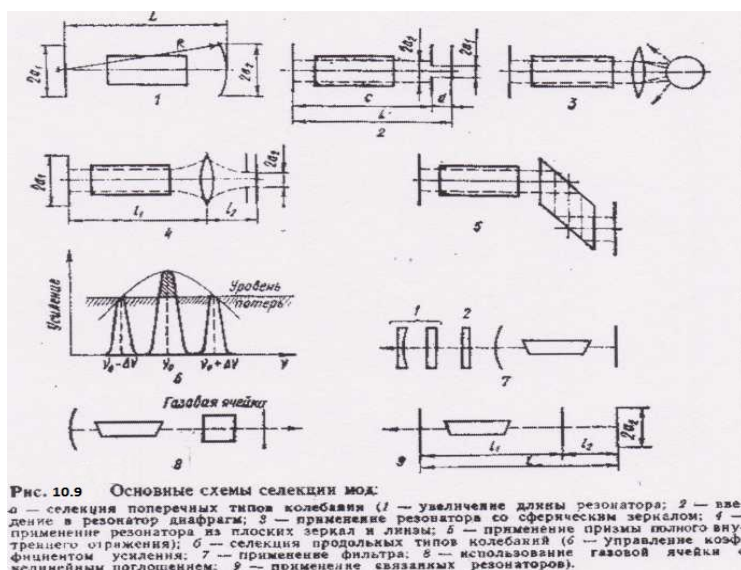


Рис. 3.9.

Селекція поперечних мод. Одним з найпростіших методів є збільшення довжини резонатора. Оскільки число Френеля $N_F = a^2/L\lambda$, то, збільшуючи L , можна добитися зменшення числа Френеля до потрібного рівня. Проте при цьому довжина резонатора повинна складати десятки метрів, що практично важко реалізувати.

Іншим порівняно простим методом селекції є введення в резонатор діафрагм. Підбираючи розмір діафрагми, можна погасити моди вищих порядків. Проте в цьому випадку вносяться значні втрати для основної моди TEM_{00} . Якщо діафрагму розмістити на відстані $L/2$ від вихідного дзеркала, то можна отримати співвідношення $a_1 a_2 / L \sim 0,3$, при виконанні якого виходить пригнічення мод вищих порядків при найменших втратах для основної моди (a_1 , a_2 -радиуси діафрагми і пучка відповідно).

Одним з варіантів методу селекції за допомогою діафрагми, внесеної в резонатор, є селекція за допомогою двох лінз і діафрагми. Діафрагма встановлюється у фокусі центральної моди, інші ж моди поглинаються діафрагмою. Ця система дуже критична до налаштування оскільки невелике зміщення діафрагми призводить до зриву генерації. Недоліком цього методу є обгорання країв діафрагми.

Наступним методом селекції поперечних типів коливань є використання резонатора з опуклим сферичним дзеркалом. Центр дзеркала знаходиться у фокусі лінзи. Ця система є високоселективною. Селективність методу тим вище, чим більше фокусна відстань лінзи і чим менше діаметр активного середовища.

Метод, що використовує явище повного внутрішнього відбиття в призмі, припускає розташування призми таким чином, що критичний кут повного внутрішнього відбиття відповідає основній моді.

Селекція аксіальних (подовжніх) мод.

Зменшуючи коефіцієнт посилення генератора, домагаються, щоб коефіцієнт посилення аксіальних мод вищих порядків був нижчий рівня втрат. Це призводить до того, що генерація на цих модах не виникає. В той же час, селективність цього

методу і потужність генерації в одномодовому режимі невисока. Крім того (для підтримки заданої потужності генерації потрібна автоматична стабілізація коефіцієнта посилення).

Зміна довжини резонатора призводить до селекції подовжніх мод. Якщо у разі селекції поперечних мод бажано збільшити довжину резонатора, то для селекції аксіальних мод необхідно зменшувати його довжину, оскільки частотний інтервал між резонансними частотами $\Delta\nu = c/2L$.

Окрім цього, застосовуються методи з включенням додаткових елементів усередині резонатора. Наприклад, резонатор лазера поміщають в тонку поглинаючу пластинку кварцу з посрібленою поверхнею. Через пластинку проходять тільки ті подовжні моди, вузли яких співпадають з поверхнею пластинки, інші моди поглинаються нею. Таким чином, можна настільки зменшити довжину резонатора, що генерація подовжніх мод стає неможливою. Недоліком цього методу є те, що при зменшенні довжини резонатора збільшується число поперечних мод, а також мала вихідна потужність і обмеженість зменшення довжини резонатора розміром активного елементу.

На практиці досить часто застосовується селекція подовжніх мод методом пов'язаних резонаторів. У таких резонаторах виникають нееквідистантні по частоті подовжні коливання, резонансна частота яких залежить від властивостей і налаштування резонаторів. Підбором довжин резонаторів L_1 і L_2 і коефіцієнта зв'язку між ними можна добитися збудження тільки одного виду коливань. Радіуси кривизни усіх трьох дзеркал резонатора рівні. Обираючи відстань між дзеркалами пасивного резонатора близьким до ширини атомної лінії (~ 800 МГц), можливо виділити коливання однієї частоти. Недолік полягає в необхідності строго підтримувати співвідношення довжин.

Селекція мод, ґрунтована на принципі включення добротності. Основним критерієм для вибору того або іншого типу резонатора і селекуючих елементів є співвідношення між посиленням активного середовища і втратами для мод, що виділяються і пригнічуваних. Ефективність застосування селекуючих елементів визначається також кінетикою розвитку генерації лазера. Одномодовий режим

генерації можна отримати повільним або ступінчастим включенням добротності, наприклад, установкою всередину резонатора фототропного затвора.

Відношення потужностей двох m і n мод у момент просвітлення затвора

$$P_n | P_m = \left(\frac{r_{1n} \beta_n}{r_{1m} \beta_m} \right)^{m_{кр}},$$

де $(\beta_n; \beta_m)$ - втрати для n -ої і m -ої мод; $m_{кр} = t_3/t_1$ число проходів фотонів в резонаторі; t_1 - час одного проходу, t_3 - час наростання імпульсу.

Практично виходить селекція основної подовжньої моди TEM_{00} і модуляція добротності резонатора за допомогою фототропного затвора.

Схеми селекції мод. Основним критерієм для вибору того або іншого резонатора і селектуючих елементів є співвідношення між посиленням активного середовища і втратами для типів коливань, що виділяються і пригнічуються, оскільки посилення активного середовища має бути більше втрат для типу коливань, що виділяється, і менше втрат пригнічуваних типів коливань.

Схема селекції мод з електрооптичним і п'єзооптичним управлінням. Для отримання одномодової генерації необхідно здійснити або повільне, або ступінчасте включення добротності. У першому випадку мала потужність генерованого імпульсу, а другий вимагає застосування фотоіскрових розрядників для синхронізації моменту включення другого ступеня з появою імпульсу одномодового випромінювання. Повільне включення добротності здійснюється завдяки зміні в часі пропускання світлозатвора через п'єзооптичний ефект, що виникає при збудженні в кристалі п'єзоелектричних коливань.

Селекція подовжніх типів коливань здійснюється резонансним відбивачем, що складається з двох плоскопаралельних пластин. При поданні запускаячого імпульсу (рис. 3.10, а) відбувається підпал імпульсної лампи накачування і одночасно здійснюється подання замикаючої напруги $U_{зап}$ на катод фотоелемента і електрод кристала. У момент максимальної інверсії активного середовища за допомогою облаштування затримки подається позитивний імпульс $V_{вкл}$. Тривалість імпульсу відповідає періоду синусоїдальної напруги $U_{вобз}$, що збуджує п'єзоелектричні коливання в кристалі. Пропускання світлозатвора виходить в результаті сумарної дії

$U_{зап}$, $U_{вкл}$ і $U_{возб}$. Різка зміна пропускання в точці t_{max} викликана дією позитивного зворотного зв'язку.

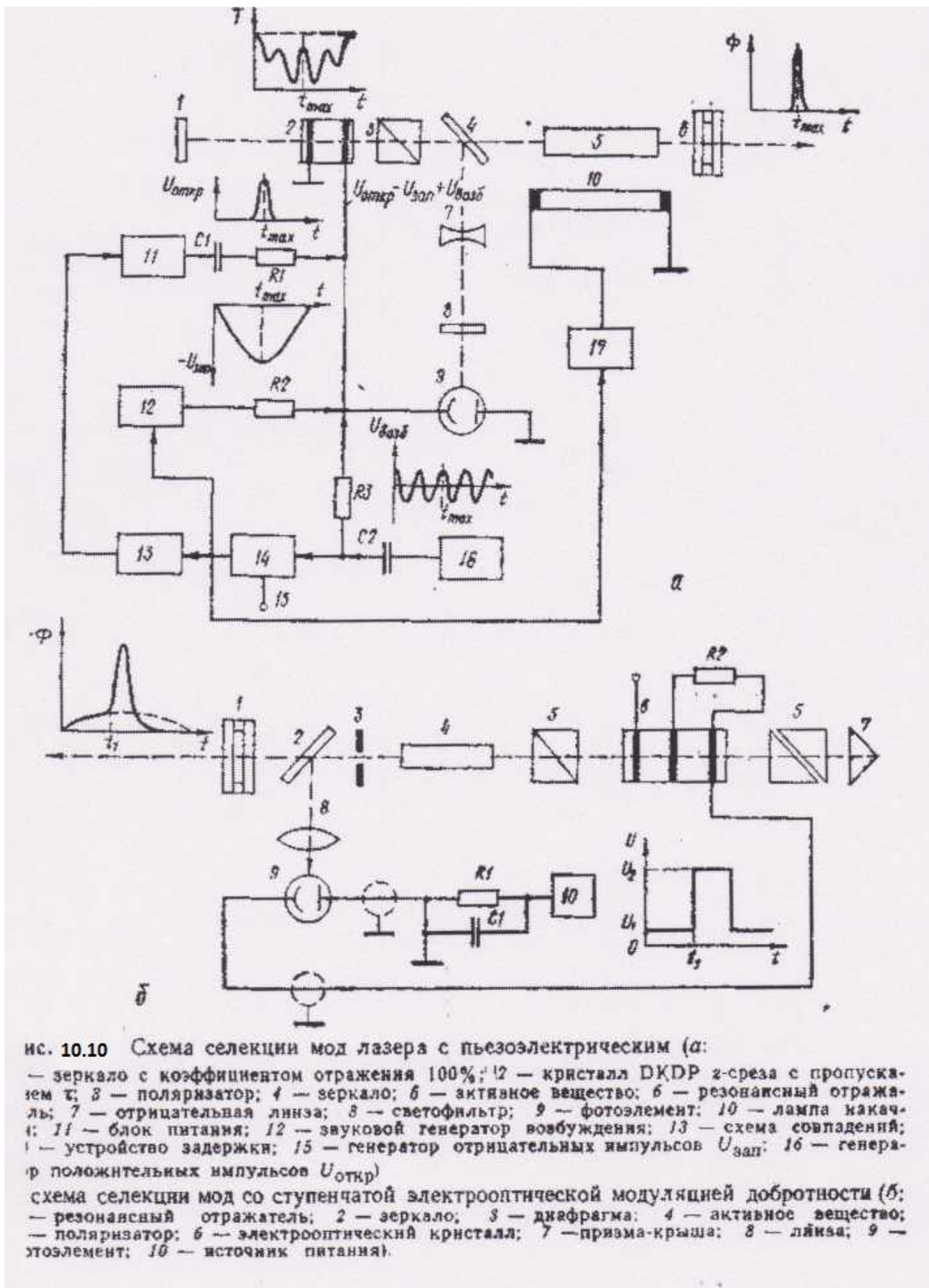


Рис. 3.10.

Крім того, отримання одномодового випромінювання в лазері з електрооптичною модуляцією може бути здійснене поданням на світлозатвор "ступінчастого" імпульсу напруги (рис. 3.10, б). При напрузі імпульсу U_1 починається розвиток генерації поблизу порогу і таким чином формується слабкий одномодовий імпульс випромінювання. У момент часу, що відповідає максимальному значенню цього імпульсу, на затвор подається напруга U_2 що повністю відкриває його. Це призводить до появи потужного одномодового імпульсу випромінювання.

3.5. Дзеркала

Найпростіші лазерні дзеркала виготовлені з полірованих металів, наприклад, з міді для CO_2 -лазерів або з металевих шарів - золота, срібла, алюмінію - на скляних підкладках. Світло відбивається від поверхні, причому частина світла завжди проникає в метал і в речовину підкладки і там поглинається. Частково світло може проходити і крізь дзеркало, що є обов'язковою умовою, наприклад, для вихідних дзеркал лазерів.

Віддзеркалення світла відбувається на кордонах розділу прозорих середовищ (скла, води) і інших так званих діелектриків. Коефіцієнт відбиття при нормальному падінні променя становить, припустимо, на межі поділу повітря / скло близько 4%, а при ковзному падінні або при повному відбитті може зрости до 100%. Закони, що діють стосовно відбиття і заломлення на кордонах розділу, будуть розглядатися нижче в п. 3.6.

При укладанні в стопу шарів з двох прозорих речовин з відмінними показниками заломлення виникає якась послідовність поверхонь розділу, що забезпечує високе відбиття під будь-яким кутом падіння. Такі діелектричні багат шарові дзеркала незамінні в лазерній техніці, тим більше що в ідеальному варіанті тут взагалі відсутнє поглинання. Потужність падаючого променя, таким чином, без втрат розподіляється між відбитим та прохідним випромінюванням.

Вирішувати завдання, подібні тим, що виконують дзеркала, можуть і

елементи нового типу, які називають «фазоспрягаючими». Вони мають ґратчасту або шарувату структуру і завжди забезпечують ретровідбивання падаючого світлового променя. Світлова хвиля, що надходить з будь-якою фазовою поверхнею відбивається з таким розрахунком, що зворотна хвиля має ідентичну фазову поверхню, але при цьому - зворотний напрямок поширення.

3.6. Віддзеркалення і заломлення

Світло в речовині поширюється зі швидкістю:

$$c' = \frac{c}{n}, \quad (3.10)$$

де $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с є швидкість світла у вакуумі, а n - показник заломлення відповідного середовища. При падінні променя на межу розділу відбуваються такі явища, як відбиття і заломлення. З урахуванням того, що при відбитті кут падіння Θ_1 , дорівнює вихідному куту Θ_1' , обчислюється напрямок заломленого променя Θ_2 за формулою:

$$n_1 \sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2 \quad (3.10)$$

причому n_1 і n_2 є показниками заломлення середовищ 1 і 2 (рис. 3.11). Прозорі речовини мають показником заломлення: n = від 1 до майже 3, у скла $n \approx 1,5$ (див. Таблицю 11.1).



Рис.11.1 Отражение и преломление на оптической границе раздела

Рис. 3.11.

Таблиця 3.1.

Таблиця 11.1 Зависимость показателя преломления от длины волны (дисперсия) для разных сред (индексы характеризуют различные спектральные линии)

	n_c (красный) (656 нм)	n_{D_2} (желтый) (589 нм)	n_F (синий) (486 нм)	n_H (фиолетовый) (399 нм)
Вода, 20 °C	1,331	1,333	1,337	1,343
Кронглас	1,516	1,519	1,525	1,535
Флинт	1,614	1,619	1,631	1,653

Коефіцієнт відбиття

Рівняння Френеля описують інтенсивність відбитого і пропущеного світла на діелектричній кордоні розділу. Падаюче світло розпадається на дві складові поляризації: R_s і R_p позначають інтенсивність відбитого випромінювання з напруженістю електричного поля ортогонально (s) і паралельно (p) площині падіння:

$$R_s = \left(\frac{\sin(\Theta_1 - \Theta_2)}{\sin(\Theta_1 + \Theta_2)} \right)^2 \quad R_p = \left(\frac{\tan(\Theta_1 - \Theta_2)}{\tan(\Theta_1 + \Theta_2)} \right)^2 \quad (3.12)$$

Для коефіцієнта відбиття при нормальному падінні дійсно:

$$R = R_s = R_p = \left(\frac{1 - n_1 / n_2}{1 + n_1 / n_2} \right)^2 \quad (3.13)$$

На рис. 3.12. наведені характеристичні криві для R_s і R_p на межі поділу повітря/скло з $n = 1,52$.

Під кутом Брюстера Θ_p відбивається лише ортогональна складова (поляризації, ортогональна площині падіння), тобто $R_p = 0$. Це відбувається, коли $\Theta_1 + \Theta_2 = 90^\circ$, або:

$$\tan \Theta_p = n_2 / n_1 \quad (3.14)$$

Просте пояснення описаного ефекту полягає в тому, що випромінювання електричного диполя в напрямку коливань дорівнює нулю.

Для розуміння інтерференційних явищ на тонких шарах необхідно брати до уваги скачки фази в процесі відбиття. При відбитті в досить щільному середовищі ($n_1 < n_2$) можливий стрибок фази на 180° , при відбитті в середовищі меншій

щільності ніякого стрибка фази не відбувається.

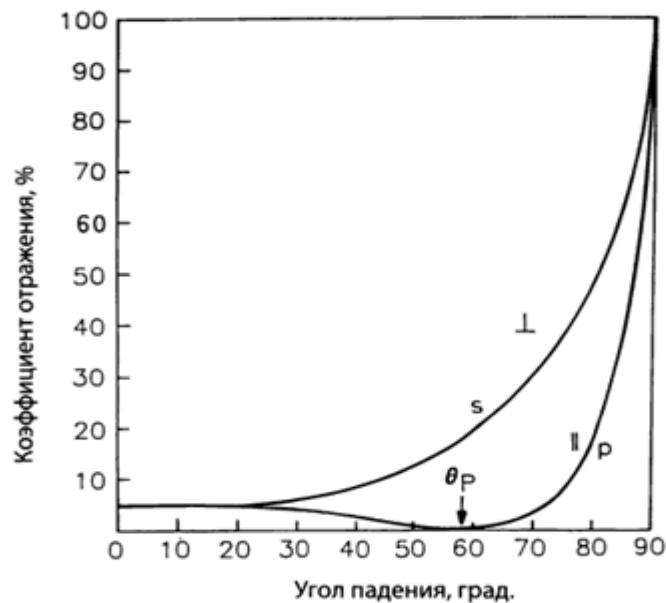


Рис. 11.2 Коэффициент отражения при падении света на стеклянную поверхность с $n = 1,52$ — для поляризации, ортогональной плоскости падения (s) и параллельной плоскости падения (p). Под углом полной поляризации θ_p (угол Брюстера) отражается только одно направление поляризации

Рис. 3.12.

Повне відбиття

Зовсім інакше поводить ся коефіцієнт відбиття при переході променя з оптично більш щільного в оптично менш щільне середовище ($n_1 > n_2$). Як видно з рис. 3.13, вище критичного кута Θ_c можна отримати повне відбиття. Згідно із законом заломлення при $\Theta_2 = 90^\circ$ маємо:

$$\sin \Theta_c = n_2 / n_1 \quad (3.15)$$

Якщо світло падає на межу поділу під кутом $> \Theta_2$ промінь відбивається без найменших втрат. Для переходу скло/повітря знаходимо: $\Theta_2 = 42^\circ$.

Повне внутрішнє відбиття використовується в різних призмах для відхилення світлових променів. На рис. 3.14 показана така призма, що відхиляє промінь під кутом 90° . Вхідні і вихідні поверхні повинні бути просвітлені. У відбивної призми падаючий світловий промінь має паралельне ретровідбиття поки він проходить перпендикулярно до грані так званої дахоподібної призми, що має нахил 90° . Отже, можна вибирати будь-який напрямок падіння променя в площині перпендикулярно

грані «даху», причому відбитий промінь завжди залишається паралельним падаючому променю. Якщо поступаючий промінь спрямований похило щодо межі даху, то відбитий промінь вже не буде паралельним падаючому променю. Значить, дахоподібна призма здатна компенсувати флуктуації лише в одному напрямку променя. Навпаки, тригранна призма (рис. 3.15) при паралельному падінні променя завжди викликає його паралельне ретровідбиття. Такий кутовий відбивач складається або з трьох плоских дзеркал під кутом 90° з утворенням кута куба, або зі скляної призми, що представляє собою зрізаний кут куба.

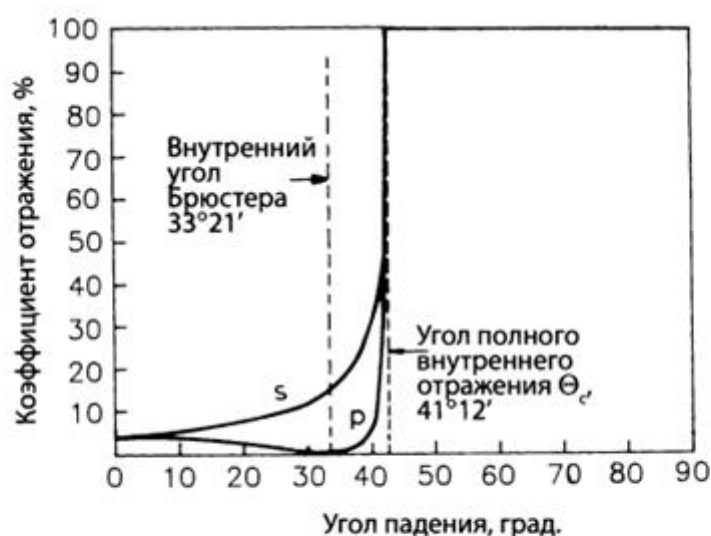


Рис. 11.3 Коеффициент отражения при выходе света из поверхности раздела с $n = 1,52$. Выше критического угла Θ_c , наступает полное отражение

Рис. 3.13.

Подібні повністю відбиваючи тригранні (тріпельні) призми годяться для використання в якості самоналагоджувальних дзеркал з високим коефіцієнтом відбиття. Відомо, що астронавти встановили систему тригранних дзеркал на Місяці. Така система відбиває лазерне випромінювання видимого діапазону, що відправляється з наземної станції, і дозволяє на основі вимірів часу проходження променів визначити точну відстань між Місяцем і Землею. Матриці із тригранних дзеркал використовуються також в якості задніх відбивачів світла в дорожньо-транспортному русі (мова йде про катафоти), а в лазерній техніці такі пристрої застосовують в цілях так званого псевдофазового сполучення. Однак елементи

такого роду не створюють фазоспряженого хвильового фронту, а лише забезпечують локальну оборотність напрямку його поширення.

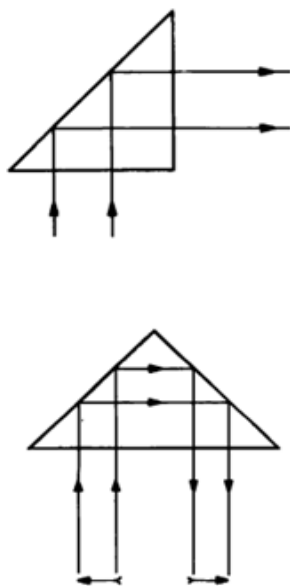


Рис. 11.4 Отклоняющее на 90° зеркало полного отражения и крышеобразная призма для отклонения луча на 180° , причем последняя может поворачиваться относительно расположенной под углом 90° грани без изменения направления отраженного луча

Рис. 3.14.

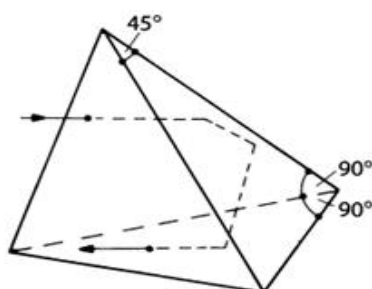


Рис. 11.5 . Трехгранный отражатель (угол куба): световой луч в отмеченнойверху точке падает на входную поверхность, соответствующую плоскости сечения куба, образованного тремя диагоналями граней. Свет отражается от этих трех граней, образующих угол куба, и (с некоторым сдвигом) идет обратно — встречно-параллельно направлению падения. Преломление на входной поверхности здесь не показано

Рис. 3.15.

Дисперсія

Показник заломлення оптичних середовищ залежить від довжини хвилі світла. У видимій області спектра показник заломлення зростає зі зменшенням довжини хвилі: синє світло виявляється сильніше заломленим, ніж червоне (див. Таблицю 3.1). У разі призм подібна дисперсія призводить до спектрального розкладу світла.

3.7. Металеві дзеркала

Більш складним є опис процесу відбиття від металевих поверхонь. При лінійній поляризації похило падаючого світла відбитий промінь може бути еліптично поляризований. Невідбита частина світла поглинається дзеркалом, що може стати причиною руйнування його поверхні. Високі коефіцієнти відбиття – 99% мають місце в інфрачервоному діапазоні; у видимій області спектра досягається від 95% до 98% (див. таблицю 3.2). Металізовані дзеркала нерідко отримують методом напилення на скляні підкладки, після чого зазвичай вони ще забезпечуються захисним покриттям (наприклад, шарами MgF_2 та SiO_2).

3.8. Діелектричні багат шарові дзеркала

Шляхом нанесення тонких шарів на оптичні поверхні вдається значно змінювати відбивні властивості. Інтерференції на цих шарах сприяють підвищенню або зниженню відбивної здатності. При цьому використовуються просвітні, або прозорі шари, що називаються діелектричними. Показники заломлення різних речовин, що напилюються, які застосовуються для виготовлення тонких діелектричних дзеркал, наочно представлені в таблиці 3.3.

Таблиця 3.2. Коефіцієнт відбиття R від металів

Довжина хвилі, мкм	Коефіцієнт відбиття, %		
	Al	Ag	Au
0,22	91,5	28,0	27,5
0,30	92,3	17,6	37,7
0,40	92,4	95,6	38,7
0,55	91,5	98,3	81,7
1,0	94,0	99,4	98,6
5,0	98,4	99,5	99,4
10,0	98,7	99,5	99,4

Таблиця 3.3. Показники заломлення деяких речовин, що напилюються. Наведені значення відрізняються від показників заломлення компактних середовищ і залежать також від способу виготовлення дзеркал

Довжина хвилі, нм	SiO ₂	Ta ₂ O ₅	HfO ₂	MgF ₂	ZnS	Al ₂ O ₃
488	1,463	2,188	1,894	1,379	2,401	1,635
532	1,461	2,174	1,887	1,379	2,380	1,631
633	1,457	2,152	1,874	1,378	2,348	1,624
1064	1,450	2,117	1,861	1,376	2,296	1,615

Противібиття (просвітлення)

Як показано на рис. 3.12 та 3.13, на межі поділу скло/повітря при нормальному падінні променя відбивається близько 4% випромінювання. При напиленні діелектричних шарів з оптичною щільністю:

$$nd = \lambda/4 \quad (3.16)$$

можна зменшити або навіть повністю виключити відбиття для спеціальної довжини хвилі λ . Просвітлення досягається на основі інтерференції хвиль, відбитих від передньої і задньої сторін чвертьхвильового ($\lambda/4$)-шару. В результаті того, що $n_1 < n < n_2$, відбувається відбиття в середовищі більш високої щільності. В обох випадках відзначається однаковий стрибок фази π . В силу геометричної різниці ходу обидві хвилі після відбиття зміщені на половину своєї довжини ($\lambda/2$). Якщо обидві амплітуди рівні, накладення двох відбитих хвиль дає в підсумку нуль. Для цього показник заломлення шару n повинен займати проміжне положення між показником заломлення повітря (n) і показником заломлення скла (n_2). При нормальному падінні променя щодо коефіцієнтів відбиття дійсно наступне:

$$R = \left(\frac{n_1 n_2 - n^2}{n_1 n_2 + n^2} \right)^2 \quad (3.17)$$

$$\text{При } n = \sqrt{n_1 n_2} \quad (3.18)$$

коефіцієнт відбиття буде дорівнювати нулю. Для досягнення просвітлення використовується, наприклад, з'єднання MgF₂ ($n = 1,38$), раніше успішно

застосовували також кріоліт (Na_3AlF_6 , $n=1,33$). Один шар розрахований на просвітлення (з шириною смуги в кілька сотень нанометрів) тільки для однієї довжини хвилі.

Часто лінзи покриваються чвертьхвильовими ($\lambda/4$)-шарами з MgF_2 , причому умова відповідно до рівняння (3.18) лише приблизно виконується у всій видимій області спектра. В цьому випадку отримують при $n_2 \approx 1,6$ просвітлення до 1%, причому в значній мірі незалежно від довжини хвилі.

Однак не у всіх стекол або інших оптичних середовищ вдається підібрати ідеальну речовину для покриття з відповідним показником заломлення згідно (3.18). У цих випадках для зменшення відбиття можна використовувати два шари (рис. 3.16). Верхній, звернений до повітря шар має менший (ніж у підкладки) показник заломлення, а нижній шар, що лежить безпосередньо на підкладці, – більший показник заломлення, ніж у самої підкладки. У цьому випадку повне (з урахуванням багаторазового) відбиття від окремих кордонів розділу, що складається з коефіцієнтів відбиття напруженості поля:

$$r_1 = (n_1 - n') / (n_1 + n')$$

$$r_2 = (n' - n) / (n' + n)$$

$$r_3 = (n - n_2) / (n + n_2)$$

дає нуль — с урахуванням різниці фаз Δ_1 та Δ_2 обох шарів:

$$r_1 + r_2 e^{-i\Delta_1} + r_3 e^{-i(\Delta_1 + \Delta_2)} = 0 \quad (3.19)$$

У комплексній числовій площині це рівняння являє собою трикутник з довжинами сторін $|r_1|, |r_2|, |r_3|$. Умова щодо показників заломлення n' і n вже не є рівнянням, як (3.18). Більш того, тепер достатньо виконання нерівностей:

$$|r_1| < |r_2| + |r_3|, |r_2| < |r_1| + |r_3|, |r_3| < |r_1| + |r_2|, \quad (3.20)$$

Ці нерівності трикутника досить легко реалізувати на практиці. За заданими показниками заломлення шарів n_2 і n_3 обчислюються Δ_1 і Δ_2 з кутів трикутника, що утворює рівняння (3.19) в комплексній числовій площині; останню отримують на основі теореми косинусів з довжин сторін $|r_1|, |r_2|, |r_3|$.

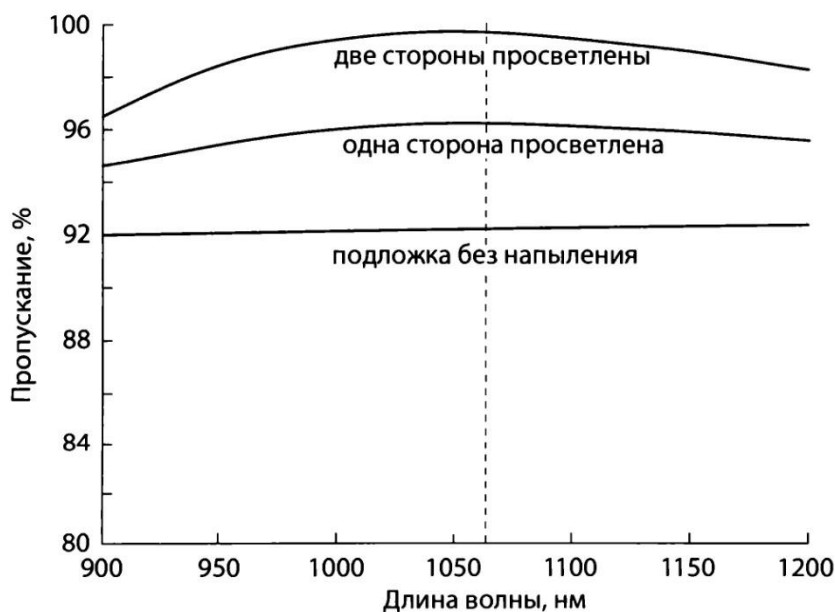


Рис. 3.16. Зменшення відбиття скляної пластинки з ВК7 з двошаровим просвітленням однієї і обох сторін. Залишкове відбиття при 1064 нм, наприклад, менше 0,2% (вимірювання К. Шарфенорта, Інститут оптики при Берлінському технічному університеті)

Лазерні дзеркала

Коефіцієнт відбиття R частково пропускаючого (напівпрозорого) дзеркала пов'язаний з пропусканням T і поглинанням A , що включає в себе і розсіювання, таким чином:

$$R + T + A = I. \quad (3.21)$$

Важливою вимогою, зокрема, щодо вихідних дзеркал лазера є те, що вони повинні бути по можливості не поглинаючими, тобто з $A \ll T$. Поглинання в дзеркалі означає втрату, через яку відбувається гасіння частини генерованої потужності лазера. У разі високих потужностей поглинання може призвести до нагрівання і навіть руйнування дзеркала. Металеві дзеркала (див. Таблицю 3.2) мають в інфрачервоному діапазоні коефіцієнти відбиття вище 99%. Особливо у видимій області спектра фактор поглинання представляє таку серйозну проблему, що в якості лазерних дзеркал рідко використовуються металеві.

Дзеркала з малими втратами і високим коефіцієнтом відбиття можуть

складатися з покладених в пачку чвертьхвильових ($\lambda/4$)-шарів. Навіть один діелектричний шар на підкладці здатний помітно підвищити відбиття. Для зменшення ж відбиття шар повинен мати показник заломлення n , що перевищує показник заломлення скла. В результаті вдається уникнути стрибка фази на межі поділу між цим прошарком і склом, в той час як на граничній поверхні повітря/скло такий стрибок відбувається зі значенням n . При цьому загальна різниця ходу обох відбитих хвиль $\epsilon \lambda$, так що вони конструктивно накладаються один на друга. Так, шар з ZnS ($n=2,3$) з високим показником заломлення підвищує коефіцієнт відбиття скла ($n_2=1,5$) з 4% до понад 30% у діапазоні 300 нм.

Більш високі коефіцієнти відбиття (близько 99%) досягаються за допомогою багат шарових дзеркал, здатних функціонувати практично без втрат. Вони складаються з прозорих шарів, поперемінно з високим і низьким показниками заломлення, з оптичною товщиною $nd = n'd' = \lambda/4$, розміщених на одній підкладці (рис. 3.17).

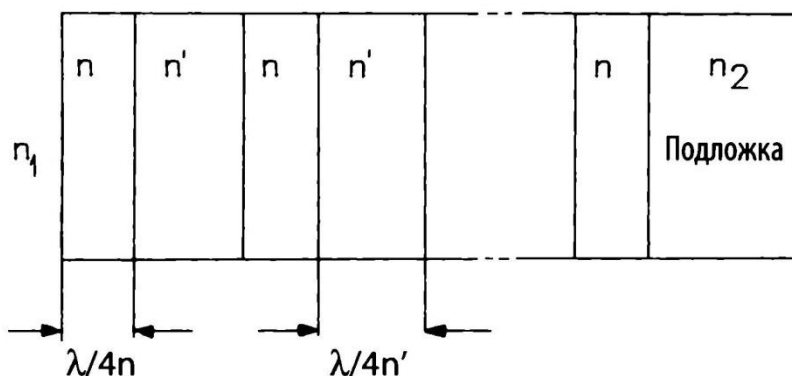


Рис. 3.17. Структура багат шарового дзеркала.

Конструктивне накладення відбитих від кордонів розділу світлових хвиль дає при великій кількості шарів високий коефіцієнт відбиття. Коефіцієнт відбиття багат шарового дзеркала при довжині центральної хвилі в залежності від показників заломлення шарів n , n' ($n > n^*$) підкладки n_2 і повітря n_1 а також в залежності від кількості шарів з низьким показником заломлення m , для нормального падіння світла можна виразити приблизно через:

$$R = \left[\frac{n^2 \left(\frac{n}{n'}\right)^{2m} - n_1 n_2}{n^2 \left(\frac{n}{n'}\right)^{2m} + n_1 n_2} \right] \approx 1 - 4 \frac{n_1 n_2}{n^2} \left(\frac{n'}{n}\right)^{2m} \quad (3.22)$$

Загальна кількість шарів – непарна:

$$k = 2m + 1. \quad (3.23)$$

На рис. 3.18 наведено приклад коефіцієнта відбиття пакета шарів Ta_2O_5 - SiO_2 на склі в залежності від кількості шарів k . При великій кількості шарів відбиття наближається до 100% через властиве таким шарам мале поглинання. Можуть досягатися коефіцієнти відбиття вище 99,99%, причому цей показник сильно залежить від довжини хвилі, як це видно з рис. 3.18 і 3.19. Максимальне відбиття відзначається для довжини λ центральної хвилі, при якій оптична товщина шару прямо відповідає чвертьхвильовій ($\lambda/4$)-умові. Якщо довжина поступаючої хвилі відрізняється від довжини центральної хвилі, коефіцієнт відбиття зменшується. Безпосереднє вимірювання коефіцієнтів відбиття досить складне, тому в більшості випадків вказується прозорість або пропускання відповідного матеріалу. Якщо параметрами поглинання і розсіювання можна знехтувати, виходить коефіцієнт відбиття $R \approx 1 - T$.

Шляхом вибору шарів з відповідними показниками заломлення, а також правильного визначення кількості і товщини шарів вдається виготовляти лазерні дзеркала з певним коефіцієнтом відбиття стосовно конкретних діапазонів довжин хвиль (рис. 3.19).

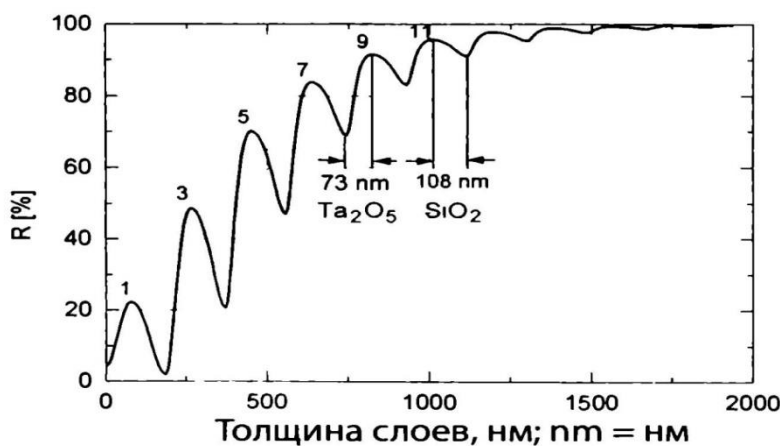


Рис. 3.18. Коефіцієнт відбиття R діелектричного багатошарового дзеркала для довжини хвилі 633 нм. Цифрами показана кількість шарів (за даними К.

Шарфенорта, Інститут оптики при Берлінському технічному університеті)

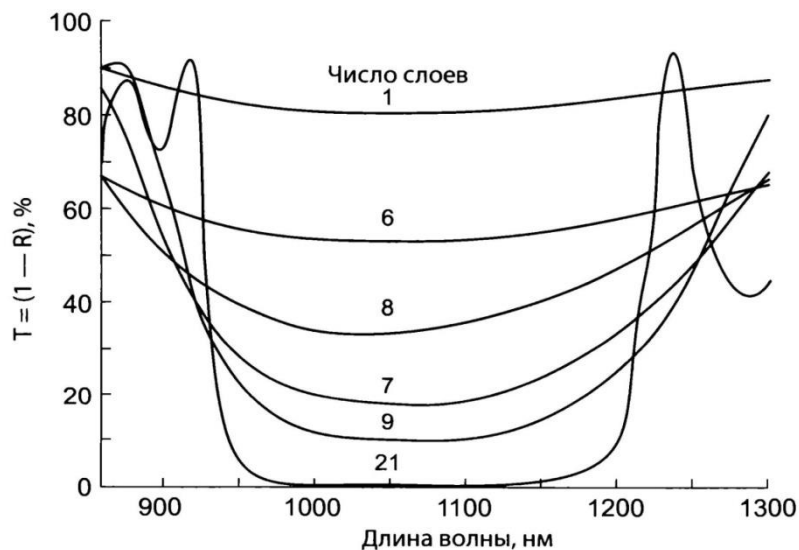


Рис. 3.19. Коефіцієнт відбиття $R \approx 1 - T$ діелектричних дзеркал з різною кількістю шарів як функція довжини хвилі. Довжина центральної хвилі з максимальним відбиттям становить 1064 нм. (8-й шар з низьким показником заломлення знижує коефіцієнт відбиття - див. також рис. 3.18).

3.9. Пристрій для розщеплення пучка (світлоділитель)

У багатьох областях застосування, наприклад, в сфері інтерферометрії або голографії, або при проведенні вимірювань за допомогою лазерів іноді потрібен поділ пучка з різними інтенсивностями. Необхідний для цього пристрій (світлоділитель) складається зі скляної пластинки, встановленої в лазерному промені під кутом, наприклад, 45° . На передній стороні знаходиться діелектричне напівпрозоре дзеркало, коефіцієнт відбиття якого: $0 < R < 1$. При цьому слід мати на увазі, що зазначений коефіцієнт відбиття визначено конкретно для даного напрямку падіння променя. На задній стороні, як правило, передбачено широкосмугове зменшення відбиття.

Для встановлення бажаного рівня виводу вихідне дзеркало повинно мати діаметр менший, ніж діаметр активного середовища. Так як дзеркала невеликого діаметра виготовити складніше, нестійкі резонатори рекомендуються, насамперед, для активних середовищ лазера з великими поперечними перетинами. Крім того, з

нестійкими резонаторами важче добитися точної настройки малих величин виводу. Тому такі резонатори придатні переважно для активних середовищ лазера з високим підсиленням, коли рівень виводу не є критичним.

Наведені вище міркування доведеться відповідним чином модифікувати, якщо відстань між дзеркалами (довжина резонатора) виявиться значно більше активного середовища, як це має місце, наприклад, у разі твердотільних лазерів. Тоді з метою найкращого узгодження діаметру моди з активним середовищем можна використовувати угнутоопуклі резонатори. Знаходять застосування і резонатори з внутрішніми лінзами і телескопами.

Замість вибору чітко обмежених дзеркал або діафрагм для селекції мод останнім часом іноді звертаються до градієнтних або гаусових дзеркал з характеристикою відбиття по гаусову типу - через поперечний переріз. Це дозволяє уникнути неоднорідностей випромінювання через дифракційні ефекти на чітких краях точкових діафрагм або дзеркал і отримати пучок хорошої якості.

Методичні вказівки

При вивченні цієї теми студенти повинні: знати основні типи і характеристики ВОР; основи методики їх розрахунку, основні методи і схеми селекції та формування лазерного випромінювання;

вміти розрахувати втрати в резонаторі, визначати модовий склад випромінювання, поза і всередині резонатора.

Питання для самоперевірки

1. Резонатор НВЧ та принцип його дії. Будова і призначення оптичних резонаторів. Типи резонаторів.
2. Як виникає посилення і відбуваються втрати потужності в оптичних резонаторах?
3. Як формується спектр випромінювання в оптичному резонаторі?
4. Поясніть формування мод коливань в активному оптичному резонаторі. Умови їх виникнення.
5. Побудуйте та поясніть розподіл електромагнітного поля в резонаторі і поза ним.

6. Втрати енергії в ВОР. їх оцінка.
7. Як здійснюється селекція подовжніх і поперечних типів коливань?
8. Які використовують дзеркала для ВОР? Багатошарові діелектричні покриття.
9. Основні характеристики і параметри ВОР. Як вони визначаються. Модель резонатора.

Задачі

- 3.1. Які зміни довжини можуть мати місце у гелій-неонового лазера довжиною 50 см - за умови, що частотні флуктуації не перевищать 1 МГц?
- 3.2. Якою має бути довжина He-Ne-лазера і CO₂-лазера (100 Вт) для формування тільки однієї подовжньої моди?
- 3.3. Який кут дифракції у гелій-неонового лазера (TEM₀₀) з діаметром пучка 0,7 мм? Яким буде діаметр пучка на відстані 10 м від лазера?
- 3.4. Довести, що асиметричні конфокальні резонатори відносяться до класу нестійких.
- 3.5. Обчислити характерні радіуси пучка (TEM₀₀) для резонатора Ar-лазера з довжиною хвилі $\lambda \approx 500 \text{ нм}$ і $R_1 = 6 \text{ М}$; $R_2 = 2 \text{ М}$; $L = 0,5 \text{ М}$.
- 3.6. Обчислити у гелій-неонового лазера довжиною 1 м з конфокальним резонатором діаметр пучка в середині і на виході лазера ($\lambda = 633 \text{ нм}$).
- 3.7. Яка ширина лінії пасивного резонатора Фабрі - Перо довжиною 1 м з вихідним дзеркалом, що має коефіцієнт відбиття $R = 99,5\%$?
- 3.8. Припустимо, резонатор утворений двома дзеркалами з радіусами: $R_1 = -0,8 \text{ м}$ і $R_2 = 1,2 \text{ м}$. При якій довжині резонатор стане нестійким?
- 3.9. конфокальний резонатор аргонного лазера ($\lambda = 0,514 \text{ мкм}$) з довжиною $L = 0,8 \text{ М}$ повинен генерувати випромінювання на TEM₀₀-моді. Підсилення становить $G = 1,6$. Визначити діаметр модової діафрагми.
- 3.10. Розрахувати конфокальний нестійкий резонатор для CO₂-лазера довжиною $L = 1 \text{ м}$. Вихід повинен складати $\Delta = 20\%$.

ЛІТЕРАТУРА

1. Байбородин Ю. В. Основы лазерной техники. - К.: Высш. шк., 1981. - с. 408.
2. Байбородин Ю.В. Введение в лазерную технику. - К.: Техника, 1977. - с. 420.
3. Байбородин Ю.В., Криксунов Л.В., Литвиненко О.Н. Справочник лазерной техники. -К.: Техника, 1978. - с. 512.
4. Методичні вказівки до лабораторних робіт за курсом "Квантові прилади" /Уклад. О.М. Бевза, Л.Н.Шмирьова. - Київ, КПІ, 2016.
5. Маленькая энциклопедия. Физика микромира. - М.: Сов. Энци. 1980 - с. 528.
6. Справочник по лазерам. Т. 141 /Под ред. Прохорова. - М.: Сов. радио, 1978. - с. 504, 400.
7. Ластов З.Г., Лагапин Г.М., Квантовая электроника. - М.: Воениздат, 1972.-с. 331.
8. Ющенко Е.Ф., Климков Ю.М. Оптические квантовые генераторы. -М.: Сов. радио, 1968.
9. Билостоцкий Б.Р. и др. Основы лазерной технки. - М.: Сов. радио, 1972.
10. Аллен Д., Джонс Д. Основы физики газовых лазеров. - М.: Наука, 1970.
11. Батраков А.С. Квантовые приборы. – М.: Энергия, 1972.
12. Рябцев Н.Г, Материалы квантовой электроники. - М.: Сов. радио, 1972.
13. Страховский Т.М., Успенский А.У. Основы квантовой электроники. -М.: Высш. шк., 1973. - с. 311.
14. Карлов Н.В. Лекции з квантовой электроники. - М.: Наука, 1983. - с. 316.
15. Пахомов И.И., Рожков О.В., Рождествин В.Н. Оптико-электронные квантовые приборы. - М.: Радио и связь, 1982, - с. 456.
16. Пыхтин А.Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники. -М.: Высш. шк., 1983.
17. Богданкевич О.В. и др. Полупроводниковые лазеры. - М.: Наука, 1976. - с. 415.
18. Шефер Ф.П. Лазеры на красителях. - М.: Мир, 1976. - с. 306.
19. Кейси Х., Панин М. Лазеры на гетероструктурах. - М.: Мир, 1981.
20. Дудкин В.И. Квантовая электроника. Приборы и применение., М. 2006.
21. Рябов С.Г. Приборы квантовой электроники, Радиосвязь, 1985.
22. Лосев С.А. Газоразрядные лазеры, М., Наука,1977, 335 с.

23. М. Янг Оптика и лазеры, М., Мир, 2005, с.538.